

О МЕТОДЕ ПАССИВНОЙ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ДИАГНОСТИКИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Н. И. Аминовский, А. Т. Алтынцев, Н. А. Кошилев

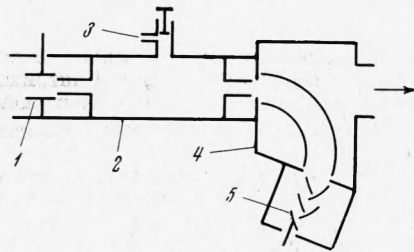
(Новосибирск)

Описаны диагностическая аппаратура, результаты калибровки обдирочной камеры на воздухе и водороде для атомов водорода в диапазоне энергий $0.3-5 \text{ кэВ}$ и методика обработки экспериментальных данных с целью определения ионной температуры плазмы.

Метод пассивной корпускулярной диагностики по нейтралам перезарядки [1-3] является одним из немногочисленных методов для получения информации об ионной температуре плазмы. Применяемая при этом аппаратура в основном состоит из устройства, частично преобразующего нейтральные частицы в заряженные (обдирочная камера), и дифференциального анализатора ионов по энергии с детектором.

В данной работе описана разработанная и применяемая в Институте ядерной физики СО АН СССР соответствующая диагностическая аппаратура, результаты ее калибровки и методика обработки экспериментальных данных. В отличие от работы [1], в которой в качестве обдирочного газа применялся азот, калибровка обдирочной камеры проводилась на воздухе и водороде. В работе также предложена методика определения ионной температуры плазмы с учетом степени изотропии максвелловской функции распределения ионов по скоростям.

1. Диагностическая аппаратура. Схема диагностической установки показана на фиг. 1, на которой 1 — отклоняющий конденсатор, 2 — обдирочная камера, 3 — игольчатый натекатель, 4 — анализатор ионов по энергии, 5 — электронный умножитель.



Фиг. 1

Для частичного преобразования нейтральных частиц в заряженные применяется газовая обдирочная камера, которая является наиболее простым и эффективным устройством подобного рода для нейтральных частиц с энергией большей $200-300 \text{ эВ}$ [1].

Длина камеры 20 см . На входе и выходе ее для создания перепада давления установлены трубки диаметром 6 мм и длиной 5 см . Конструктивно камера сделана из цельного куска железа Армко для защиты от действия на пучок заряженных частиц квазистационарного магнитного поля плазменных установок.

В качестве обдирочного газа используются воздух и водород. Применение воздуха позволяет обойтись без какого-либо газового хозяйства (кроме игольчатого натекателя), а применение водорода — несмотря на некоторое снижение эффективности камеры — устраняет опасность искажения исследуемого процесса в результате натекания инородного газа в объем плазменной установки при недостаточной дифференциальной откачке. Обычное рабочее давление в обдирочной камере $(4 + 7) \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$

Перед входом в камеру установлен конденсатор, который отсеивает заряженные частицы, идущие вместе с нейтральными.

Дифференциальный электростатический анализатор ионов по энергии сделан на основе цилиндрического конденсатора с углом раствора $127^{\circ}57'$ и подобен описанному в работе [4]. Более подробно прибор описан в [5].

Для регистрации ионов применяется открытый электронный умножитель (ЭУ) типа ВЭУ-ОТ-8М, имеющий обычно усиление порядка 10^5-10^6 . Наблюдаемое медленное понижение чувствительности ЭУ со временем практически не влияет на результаты относительных измерений, проводимых в течение короткого промежутка времени. Для проведения абсолютных измерений потока нейтральных частиц ведется предварительная калибровка умножителя на ионном источнике.

Зависимость коэффициента усиления электронного умножителя от энергии ионов, как и следовало ожидать, слабая, так как ионы всех энергий перед ударом о поверхность первого динода дополнительно получают энергию порядка 5 кэВ . Так, согласно [6], коэффициент усиления $K(E)$ умножителя для протонов с энергией $1-10 \text{ кэВ}$ превышает не более чем на 30% $K(E)$ для протонов с энергией 5 кэВ .

2. Калибровка обдирочной камеры. Калибровка обдирочной камеры велась при помощи источника нейтральных частиц, подробно описанного в работе [7], который дает возможность получить нейтральные пучки атомов водорода с плотностями эквивалентного тока порядка нескольких мкА/см^2 .

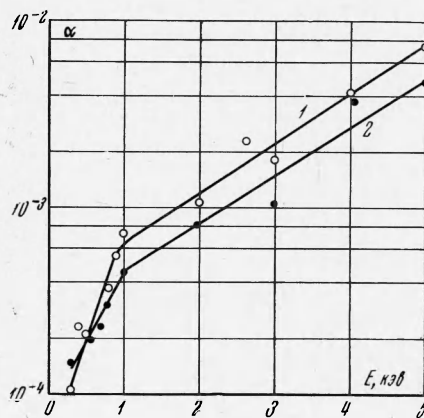
¹ Имеется в виду сумма начальной и дополнительно приобретаемой энергии иона.

Недостатком источника является то, что в его пучке кроме атомарного водорода присутствует молекулярный, а также имеющие меньшую энергию H_0 и H_2 , образовавшиеся в результате диссоциации частиц H_2^+ , H_3^+ и H_2 в перезарядной камере источника.

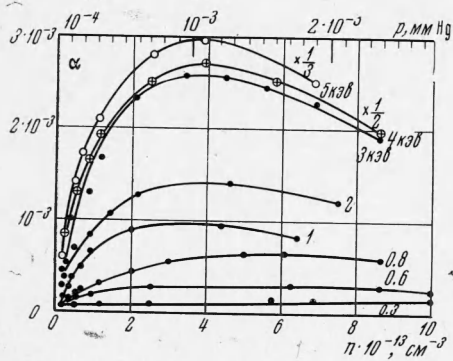
Однако, как показали специальные исследования, проведенные при помощи газовой обдирочной камеры и магнитного масс-анализатора, имеется режим работы источника (пониженное давление в разрядной колбе высокочастотного ионогенного источника и пониженный вклад высокочастотной мощности в разряд [7]), при котором суммарная доля примесей в пучке не превышает 30% в широком диапазоне изменения его энергии, что делает возникающую при калибровке величину ошибки вполне допустимой.

Измерение эквивалентного тока пучка нейтральных частиц, входящего в обдирочную камеру, производилось по вторичной электронной эмиссии с латунной мишени, устанавливаемой непосредственно перед входом в камеру. Мишень имела площадь, равную площади входного отверстия, и на нее подавался небольшой отрицательный потенциал (-50 в). При помощи сильфонной передачи мишень могла перекрывать входное отверстие камеры без нарушения вакуума. Электронный ток с мишени измерялся при помощи усилителя постоянного тока УИ-2. Зависимость коэффициента вторичной нейтрал-электронной эмиссии с латуни от энергии бомбардирующих атомов водорода была получена на специальной установке.

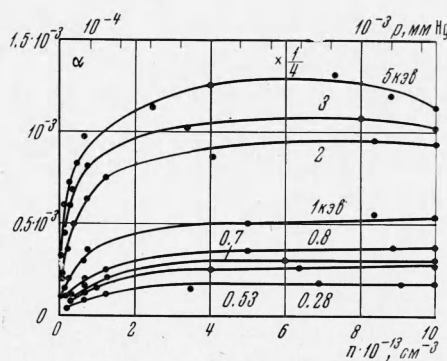
Измерение ионного тока после обдирочной камеры производилось при помощи усилителя постоянного тока УИ-2 с цилиндра Фарадея, имеющего сетку для запираания вторичных электронов и устанавливаемого после цилиндрического конденсатора, энергетическая ширина щелей которого была достаточной, чтобы пропустить весь пучок, который имеет энергетическое размытие ± 30 эВ (вычисленное по полувысоте). Применение цилиндрического конденсатора оказалось необходимым, чтобы отсеять отрицательные ионы и вторичные электроны идущие из



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

обдирочной камеры и сильно искажающие результат, особенно для малых энергий частиц пучка. На фиг. 2 показана зависимость коэффициента обдирки α атомов водорода от их энергии при давлении обдирочного газа $p = 4 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. (кривая 1 — воздух, 2 — водород). Здесь необходимо отметить, что соответствующая этому давлению плотность водорода приблизительно в 2.5 раза выше плотности воздуха [8,9].

На фиг. 3 и 4 показана зависимость коэффициента обдирки атомов водорода разной энергии от давления обдирочного газа — воздуха и водорода соответственно. Видно, что для наиболее стабильной работы камеры необходимо устанавливать давление в ней в диапазоне $(4-7) \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

3. Обработка экспериментальных данных. При исследовании импульсного плазменного процесса обычно получают серию осциллограмм, каждая из которой соответствует регистрации нейтральных частиц с энергиями, заключенными в узком интер-

вале относительно той, на которую настроен энергетический анализатор. При этом временное соответствие особенностей на разных осциллограммах определяется из пролетных соотношений.

Выясним методику определения ионной температуры плазмы из полученных экспериментальных данных.

Предположим, что в плазме имеется область, в которой происходит нагрев ионов. В реальных условиях она обычно окружена «шубой» более холодной плазмы.

Из плазмы непрерывно эмитируется поток нейтральных частиц, величина и энергетический спектр которого определяются как параметрами плазмы, так и сечениями конкурирующих процессов, ведущих к преобразованию ионов в нейтралы и обратно.

При исследовании быстрых процессов в плазме [3] можно (по крайней мере для их начальной стадии) пренебречь приходом в плазму нейтрального газа, десорбированного со стенок и являющегося в случае медленных процессов [1] наиболее вероятной перезарядной мишенью для ионов. В случае быстрых процессов перезарядка должна идти в основном на нейтралах плазмы.

Ток I на выходе умножителя, пропорциональный амплитуде сигнала на осциллограммах, связан с входным током I_1 соотношением

$$I = K(E)I_1$$

где $K(E)$ — коэффициент усиления умножителя, который, как уже отмечалось, слабо зависит от энергии ионов.

Для входного тока в умножитель I_1 можно записать

$$I_1(E^*) = \int_{E_-^*}^{E_+^*} \frac{dI}{dE} dE \approx \left\langle \frac{dI}{dE} \right\rangle \Delta E \approx \frac{dI}{dE}(E^*) \Delta E \quad \left(E_{\pm}^* = E^* \pm \frac{\Delta E}{2} \right) \quad (3.1)$$

причем

$$\frac{\Delta E}{E^*} = \pm \frac{s}{r_0} = a \ll 1$$

Здесь E^* — энергия, на которую настроен анализатор; ΔE — диапазон энергий, вырезаемый анализатором; s — средняя ширина щелей; r_0 — радиус средней траектории ионов в анализаторе.

В дальнейшем, учитывая малость a , будем опускать в (3.1) знак усреднения $\langle \rangle$, упрощая записи.

Для выходного тока умножителя получаем

$$I(E^*) = K(E^*) \alpha(E^*) a E^* \frac{dI_n}{dE}(E^*)$$

Здесь $\alpha(E)$ — эффективность преобразования потока нейтральных частиц в заряженный в обдирочной камере (коэффициент обдирки); $I_n(E)$ — эквивалентный ток нейтральных частиц на ее входе, удовлетворяющий условию (3.1).

Учет ослабления пучка нейтральных частиц на холодной плазме в случае сильного поперечного поля, способного увести с прямолинейной траектории ион, образующийся при перезарядке быстрого нейтрала на ионе или при ионизации электронами, приводит к результату

$$\frac{dI_n}{dE} = \frac{dI_n^\circ}{dE} \exp(-\gamma L), \quad \gamma = n_0 \sigma_2^n + n_i \left(\sigma_1 + \frac{\langle \sigma v_e \rangle}{v_0} + \sigma_2^i \right) \quad (3.2)$$

Здесь I_n° — эквивалентный ток нейтралов на границе горячей и холодной плазмы, L — длина пути потока нейтральных атомов в холодной плазме до входа в обдирочную камеру, σ_2^n , σ_2^i — сечение обдирки на нейтралах и ионах, $v_0^{-1} \langle \sigma v_e \rangle$ — эффективное сечение ионизации электронами (v_0 — скорость пучка), σ_1 — сечение перезарядки нейтрального атома на ионе.

В случае наличия продольного магнитного поля или его отсутствия имеем

$$\frac{dI_n}{dE} = \frac{dI_n^\circ}{dE} \left[\frac{\beta}{\gamma + \beta} + \left(1 - \frac{\beta}{\gamma + \beta} \right) \exp\{-\gamma L\} \right] \quad (\beta = n_0 \sigma_1)$$

Используя результаты работы [10], для условий бесстолкновительной плазмы ($n_i l \sim \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$, l — характерный размер области эмиссии) можно получить следующую связь между токами нейтралов I_n° и ионов I_i° в плазме, удовлетворяющих условию (3.1)

$$I_n^\circ(E) \approx \sigma_1 n_0 I_i^\circ(E)$$

Учитывая $I_i = q n_i v S$ и (3.1), можно записать

$$\frac{dI_n^\circ}{dE} = B \sigma_1 \sqrt{E} \frac{dn_i}{dE}$$

Здесь q — заряд иона, S — площадь сечения потока нейтральных атомов, B — коэффициент, не зависящий от энергии.

И окончательно, например, для случая (3.2)

$$\frac{dn_i}{dE} = \frac{I(E) \exp \gamma(E)}{BK(E) \alpha(E) E^{3/2} \sigma_1(E)} \quad (3.3)$$

Это выражение практически совпадает с аналогичным, используемым в [4], где перезарядка ионов происходит на нейтралах, идущих со стенок камеры.

Функция распределения ионов по скоростям определяется полностью, если найдены функции распределения по всем трем проекциям скоростей на оси координат. Ясно, что при помощи одного анализатора это возможно лишь в случае полной анизотропии распределения. Примером может служить функция распределения коллимированного ионного пучка из ионного источника. В общем случае функцию распределения можно найти приближенно методом подбора. Для этого необходимо задать различные функции распределения и степени их изотропии, выбор которых определяется из физических соображений; найти изменение их функциональных зависимостей от скорости ионов из-за угловой апертуры прибора и, сравнивая с полученной в эксперименте при помощи выражения (3.3), определить наиболее близкую к ней.

В качестве примера рассмотрим случай изотропного максвелловского распределения ионов по скоростям. Ось x направим вдоль системы, y и z — перпендикулярно и параллельно образующей цилиндрического конденсатора в энергетическом анализаторе. В этом случае максимальные величины скоростей вдоль осей y и z , имея которые частица может войти в конденсатор, будут связаны со скоростью вдоль оси x следующими геометрическими соотношениями:

$$\left| \frac{u_y}{u_x} \right| \leq \frac{b}{2L} = p_1 \ll 1, \quad \left| \frac{u_z}{u_x} \right| \leq \frac{s}{2L} = p_2 \ll 1 \quad (3.4)$$

Здесь b — высота входной щели анализатора, L — расстояние от области эмиссии до анализатора. (В рассматриваемом случае $p_1 \approx p_2 \approx 10^{-2}$.)

Используя эти условия, находим функцию распределения ионов, вошедших в цилиндрический конденсатор, по x -й компоненте скорости

$$dn_{u_x} = \frac{n}{\pi^{3/2} u^3} \int_{-u_x p_1}^{u_x p_1} \exp \frac{-u_y^2}{u^2} du_y \int_{-u_x p_2}^{u_x p_2} \exp \frac{-u_z^2}{u^2} du_z \exp \frac{-u_x^2}{u^2} du_x \left(u = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \right) \quad (3.5)$$

Для нахождения интегралов в (3.5) можно воспользоваться разложением в ряд интеграла вероятности [4], из которого видно, что при пределе интегрирования $\varphi < 1$ достаточно воспользоваться лишь первыми членами.

Предположим, что в рассматриваемом случае

$$\varphi = \frac{u_x}{u} p = \frac{1}{2}$$

При $p \approx 10^{-2}$ это будет соответствовать отношению скоростей $u_x / u \approx 10^2$ и, соответственно, отношению энергий $E / kT \approx 10^4$, которое означает, что этим приближением можно пользоваться для регистрируемых частиц с энергией порядка $10^4 kT$. Так как таких частиц в случае максвелловского распределения относительно мало, то принятое приближение можно считать достаточно обоснованным и воспользоваться лишь первым членом разложения (который пропорционален φ).

Интегрируя (3.5), получаем

$$dn_{u_x} = \frac{4n}{\pi^{3/2} u} p_1 p_2 \left(\frac{u_x}{u} \right)^2 \exp \left(-\frac{u_x^2}{u^2} \right) du_x \quad (3.6)$$

Благодаря малости угловой апертуры полученное распределение аналогично, как и следовало ожидать, распределению ионов по абсолютным значениям скоростей. При относительно большой¹ угловой апертуре прибора нельзя ограничиваться только первым членом разложения, и вид функции распределения ионов, вошедших в цилиндрический конденсатор, будет значительно сложнее.

Переходя в (3.6) к переменным по энергии, имеем

$$\frac{dn}{dE} = \frac{2np_1 p_2}{\pi^{3/2} u} (kT)^{-3/2} \sqrt{E} \exp \frac{-E}{kT} \quad (3.7)$$

¹ За исключением 180° — при этом получается функция распределения частиц по скоростям вдоль оси x .

Сравнивая (3.3) и (3.7), можно записать

$$\frac{dn}{dE} = \frac{2np_1p_2}{\pi^{3/2}} (kT)^{-3/2} V \sqrt{E} \exp \frac{-E}{kT} = \frac{I \exp \gamma}{K \alpha E^{3/2} \sigma_1 B}$$

Отсюда температуру ионов легко найти по котангенсу наклона прямой

$$\ln \frac{I(E) \exp \gamma(E)}{K(E) \alpha(E) E^2 \sigma_1(E)} = -\frac{E}{kT} + \ln C_1 \quad (3.8)$$

где C_1 — произвольная постоянная.

Опуская выкладки, запишем аналогичное выражение для максвелловской функции, изотропной в двух направлениях (например, в ф-й плоскости в случае цилиндрической геометрии)

$$\ln \frac{I \exp \gamma}{K \alpha_1 E^{3/2}} = -\frac{E}{kT} + \ln C_2 \quad (3.9)$$

Для анизотропной максвелловской функции, соответствующей случаю, когда поперечная температура ионов пренебрежимо мала по сравнению с продольной, легко получить

$$\ln \frac{I \exp \gamma}{K \alpha_1 E} = -\frac{E}{kT} + \ln C_3 \quad (3.10)$$

где C_2 и C_3 — произвольные постоянные.

Недостаток статистики, как правило, не дает возможности по отклонению от прямолинейности кривых (3.8), (3.9) и (3.10) определить, какая из трех максвелловских

функций имеет место в данном случае для ионов в плазме. Поэтому обычно ведется расчет для всех предполагаемых трех случаев и определяется нижний и верхний предел температуры ионов.

Верхний предел температуры дает случай анизотропной функции распределения, нижний (как показывает опыт расчета по этой методике, он приблизительно в 1.5—2 раза меньше) — изотропная функция. Остается надеяться, что возможная систематическая ошибка не выносит истинное значение температуры за эти пределы.

При отсутствии максвелловского распределения экспериментальные точки ни в одном из предполагаемых случаев изотропии не должны ложиться на прямую.

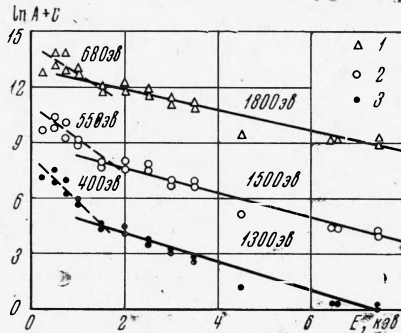
В качестве примера на фиг. 5 показаны кривые 1, 2, 3, соответствующие выражениям (3.8), (3.9), (3.10), полученные при исследовании плазмы на установке УН-6 [12] и отвечающие моменту кумуляции поперечной ударной волны на оси системы. Наблюдаемый излом прямых здесь свидетельствует о наличии в плазме двухтемпературного распределения. Можно сделать вывод, что энергетический спектр «горячих» ионов приближается к максвелловскому с температурой 1.3—1.8 кэВ.

Авторы благодарят Р. З. Сагдеева и Р. Х. Куртмуллаева за поддержку в работе.

Поступила 16 VII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. А ф р о с и м о в В. В., Г л а д к о в с к и й И. П., Г о р д е е в Ю. С., К а л и н к е в и ч И. Ф., Ф е д о р е н к о Н. В. Метод исследования потока атомов, испускаемых плазмой. *Ж. техн. физ.*, 1960, т. 30, вып. 12.
2. B a r n e t t C. F., D u n l a p J. L., E d w a r d s R. S., H a s t e G. R., R a y J. A., R e i n h a r d t R. G., S c h i l l W. J., W a g n e r R. M., W e l l s E. R. Energy distributions of protons in DCX. *Nucl. fusion*, 1961, vol. 1, No. 4.
3. А л и н о в с к и й Н. И., Е с е л е в и ч В. Г., К о ш и л е в Н. А., К у р т м у л л а е в Р. Х. Исследование энергетического спектра ионов в плазме, нагретой ударной волной. *ЖЭТФ*, 1969, т. 57, вып. 3 (9).
4. E u b a n k H. P., W i l k e r s o n T. D. Ion energy analyser for plasma measurements. *Rev. Sci. Instrum.*, 1963, vol. 34, No. 1.
5. А л и н о в с к и й Н. И. Пролетные масс-спектрометры для исследования плазменных сгустков. В сб.: «Диагностика плазмы», 1968, вып. 2.
6. B a r n e t t C. F., E v a n s G. E., S t i e r P. M. Characteristics of an electron multiplier in the detection of positive ions. *Rev. Sci. Instrum.*, 1954, vol. 25, No. 11, p. 1112.
7. А л и н о в с к и й Н. И., Н е с т е р и х и н Ю. Е. Источник нейтральных частиц. Приборы и техника эксперимента, 1968, № 5.



Фиг. 5

8. Хавкин Л. П. К теории ионизационного манометра. Ж. техн. физ., 1956, т. 26, вып. 10.
9. Королев Б. И. Основы вакуумной техники. М.—Л., «Энергия», 1964.
10. Константинов О. В., Перель В. И. Об энергетическом распределении быстрых нейтральных атомов, выходящих из плазмы. Ж. техн. физ., т. 30, вып. 12.
11. Двайт Г. Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. М., «Наука», 1966.
12. Alikhanov S. G., Alinovsky N. I., Dolgov-Savelev G. G., Eiselevich V. G., Kurtmullaev R. Kh., Malipovsky V. K., Nesterikhin Yu. E., Pilsky V. I., Sagdeev R. Z., Semenov V. N. Development of a collisionless shock wave program (CN — 24/A—1). Nucl. fusion, special supplement, 1969, p. 1.

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА И ПОТЕНЦИАЛА В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С ТОЧЕЧНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

А. Е. Коновалов
(Москва)

На примере плоского канала с точечными электродами рассматривается совместный эффект анизотропии и вмороженности. Получены выражения для тока и потенциала. Рассчитаны токовые и эквипотенциальные линии при различных значениях параметров Холла и магнитного числа Рейнольдса.

Определению электрических полей в каналах с движущейся электропроводной средой посвящено большое количество работ [1]. Большинство из них относится к случаю $R_m \ll 1$ (R_m — магнитное число Рейнольдса).

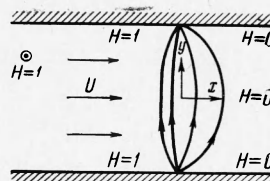
Распределение тока с учетом вмороженности для полубесконечных электродов найдено в работе [2] методом итераций. Анизотропия проводимости, имеющая место в газообразных средах, значительно усложняет картину распределения тока и потенциала в канале [3].

Рассмотрим плоский канал с точечными электродами, в котором движется проводящая среда.

Будем считать, что скорость движения проводящей среды в канале постоянна во времени и не зависит от координат.

При магнитном числе Рейнольдса $R_m > 0$ из-за вмороженности ток будет выноситься вниз по потоку. Предполагается, что внешнее магнитное поле поддерживается на стенках канала постоянным. Отсюда следует, что приложенное магнитное поле остается однородным в канале. Поэтому можно рассматривать отдельно магнитное поле тока, тем более, что постоянная составляющая поля не входит в выражение для тока

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (1.1)$$



Фиг. 1

Вопрос о том, какое должно быть внешнее магнитное поле, чтобы обеспечить заданную скорость газа $U = \text{const}$, не рассматривается. Распределение плотности тока \mathbf{j} и потенциала ϕ считается двумерным, проводимость σ принимается постоянной.

Направим ось x по оси канала единичной высоты. Пусть стенки канала будут прямыми $y = \pm 1/2$, а электроды расположены в точках $(0, \pm 1/2)$. Магнитное поле направлено по оси z (см. фиг. 1).

В этом случае уравнение индукции [4] имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} - R_m \frac{\partial H}{\partial x} = 0 \quad (1.2)$$

Здесь размеры отнесены к высоте канала, а магнитное поле — к величине $4\pi I / c$, где I — полный ток.

Сформулируем граничные условия для уравнения индукции. На стенках канала задана плотность тока

$$y = \pm 1/2, \quad j_y = \delta(x) \quad (1.3)$$

где $\delta(x)$ — импульсная функция первого порядка [5]. Условия на бесконечности $H(-\infty) = 1, H(+\infty) = 0$ эквивалентны тому, что задан полный ток I .