

Х. М. ФАТАЛИЕВ

О ВЛИЯНИИ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛАЗМУ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 6 V 1939)

1. Как известно, в основных работах Лэнгмюра (1, 2) по теории зондов не учитывается действие магнитного поля на зондовые токи. Условия попадания электронов на зонд в этом случае значительно меняются. Незнание этого обстоятельства приводит к неправильным заключениям о том, «что зонды в магнитном поле не обнаруживают увеличения концентрации электронов» (3).

Штеенбек (4) правильно отметил, что развитие наших представлений о механизме возмущения газового разряда магнитным полем затрудняется из-за отсутствия теории зондов, учитывающей действия магнитного поля. Такое обобщение теории зондов дано в работах Спивака и Рейхруделя (5, 6). Существование, что попадание электронов (при наличии магнитного поля) связано с процессами вблизи зонда на расстоянии d порядка среднего свободного пробега электронов.

Нетрудно дать геометрическую интерпретацию процессов, происходящих вблизи зонда. Исходя из общих уравнений электронной теории, можно показать, что электрон вблизи плоского зонда в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю H , описывает окружность, центр которой равномерно перемещается вдоль линии, параллельной поверхности зонда. Если потребовать, чтобы траектории электронов, попадающих на зонд, имели одну общую точку с поверхностью зонда, (т. е. чтобы они касались поверхности зонда), то в частности условие попадания электрона на плоский зонд, параллельный H , получается в виде:

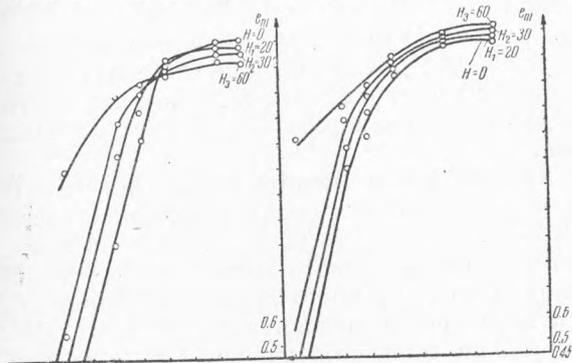
$$2 \frac{\varepsilon \varphi}{m} - \frac{\varepsilon^2 H^2}{m^2} d^2 - 2 \frac{\varepsilon dH}{m} v + u^2 = 0, \quad (1)$$

который в точности совпадает с соответствующим выражением, полученным Спиваком и Рейхруделем (6). Здесь ε и m —заряд и масса электрона, v и u —тангенциальная и нормальная компоненты скорости электрона, φ —потенциал зонда.

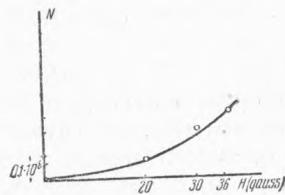
2. Разрядная трубка длиной 50 см и диаметром 5 см имела оксидный катод и молибденовый анод. Плоский молибденовый зонд диаметром 0.8 см, находящийся в трубке, благодаря особой конструкции мог принимать любое положение относительно оси трубки и магнитного поля. Достаточно однородное магнитное поле, накладываемое извне на трубку, создавалось соленоидом длиной 80 см и диаметром 23 см.

На фиг. 1 приведены полулогарифмические характеристики плоского зонда, помещенного на оси трубки в аргонном разряде при давлении 0.9 мм Hg и разрядном токе 100 мА. Характеристики слева относятся к зонду, плоскость коего параллельна H , а справа даны характеристики зонда, перпендикулярного к H (соответствующие значения возмущающих магнитных полей даны на чертеже в гауссах). Характеристики плоского зонда, перпендикулярного к H , не должны были бы испытывать изменений, если бы магнитное поле не возмущало всей плазмы в целом. Но, как показывают кривые фиг. 1, возмущение плазмы магнитным полем приводит к тому, что характеристики смещаются вверх по оси ординат. Они смещаются тем больше, чем выше магнитное поле. Такое смещение должно

быть интерпретировано, как увеличение концентрации электронов в точке расположения зонда.



Фиг. 1.



Фиг. 2.

На фиг. 2 приведено увеличение концентрации электронов с H в одном случае неоновом разряде при давлении 0.2 мм Hg. Как показывают характеристики в условиях наших экспериментов, изменение потенциала пространства не превышает погрешности метода его определения. Но вообще в надлежащих условиях можно заметить, что потенциалы пространства становятся несколько отрицательнее (по отношению к аноду). Это подтверждается еще некоторым увеличением общего напряжения на трубке при включении магнитного поля. Характеристики зонда, параллельного H , обнаруживают характерные изменения зондовых токов в магнитном поле: видно, что вблизи потенциала пространства и выше него магнитное поле уменьшает электронные токи, поступающие из плазмы на зонд (d -эффект). Следует отметить, что продольное магнитное поле влияет также и на величину разрядного тока (но незначительно). Для того, чтобы убедиться, что уменьшение зондовых токов в этом случае является результатом циклоидального движения электронов, а не вызывается уменьшением разрядного тока, необходимо было поддерживать разрядный ток постоянным. То обстоятельство, что ниже потенциала пространства при сильно отрицательных потенциалах зонда имеет место увеличение токов в зондовой цепи, говорит о том, что на движении быстрых электронов мало сказывается d -эффект и кроме того в этой области характеристики он перекрывается значительно большим эффектом возмущения плазмы.

Все измерения, проведенные со слабыми магнитными полями, дают хорошо выраженный прямолинейный ход характеристики для зонда, плоскость коего перпендикулярна H , а искажения верхней части характеристик зонда, параллельного H , могут быть объяснены циклоидальным движением вблизи зонда. Эти обстоятельства могут служить надежной гарантией существования максвелловского распределения скоростей электронов в плазме, возмущенной слабым магнитным полем. Таким образом, если

ориентация зонда такова, что исключается d -эффект, то температура электронов определяется обычным способом по тангенсу угла наклона (1).

При разряде в благородных газах (неона и аргона) магнитное поле также заметно уменьшает и наклон характеристики зонда, перпендикулярного H .

Этот эффект магнитного поля в данном случае может быть истолкован, как увеличение температуры электронов в магнитном поле. Недавно Фабрикант и Рохлин (7), опираясь на оптические данные, пришли к выводу, что магнитное поле уменьшает температуру электронов. Они работали в ртутной дуге при малых давлениях и сильных магнитных полях. В определенном интервале $\frac{E}{p}$ (E —градиент в столбе, p —давление) должна быть линейная зависимость между E и температурой электронов, затем температура меняется медленнее, чем градиент (8). Как показали Сливак и Рейхрудель (9), в аргоне и неоне градиент растет с ростом H , а в парах ртути падает. Естественно поэтому ждать роста температуры в первых случаях и падения—в последнем случае.

3. Плоский зонд позволяет количественно оценить в отдельности каждый из двух основных эффектов магнитного поля: возмущение всей плазмы в целом и d -эффект. Если $i_{||}$ и $i'_{||}$ суть токи, идущие на зонд, параллельный H , до и после включения магнитного поля, i_{\perp} и i'_{\perp} — те же величины, соответствующие зонду, плоскость коего перпендикулярна H , i_s и i_p —электронная и ионная компоненты невозмущенного тока, i'_s —электронный ток, который шел бы на зонд, параллельный H , с учетом действия H лишь вблизи зонда, то можно написать так:

$$i_s = i_s S, \quad (2)$$

$$i'_{||} = S' (i_s S - i_p)$$

и для верхней части характеристики, где $i_s \gg i_p$,

$$S = \frac{i_{\perp}}{i'_{\perp}} \frac{i'_{||}}{i_{||}}, \quad (3)$$

$$S' = \frac{i'_{\perp}}{i_{\perp}},$$

где $S < 1$ характеризует уменьшение зондовых токов благодаря d -эффекту, $S' > 1$ и характеризует возмущение магнитным полем всей плазмы в целом (изменение концентрации и температуры электронов). Из теории зондов (6) для S получаются выражения:

при

$$\eta > 0 \quad S = \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \Phi \left(\pm \frac{\eta}{2\xi d} \mp \frac{\xi d}{2} \right) + e^{\eta} \left[1 - \Phi \left(\frac{\eta}{2\xi d} + \frac{\xi d}{2} \right) \right] \right\}$$

знак в зависимости от того— $\eta \geq \xi^2 d^2$

$$\eta < 0 \quad S = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \Phi \left(\frac{\xi d}{2} - \frac{\eta}{2\xi d} \right) + e^{\eta} \left[1 \pm \Phi \left(\mp \frac{\eta}{2\xi d} \mp \frac{\xi d}{2} \right) \right] \right\} e^{-\eta} \quad (4)$$

знак в зависимости от того— $\eta \geq \xi^2 d^2$,

где

$$\eta = \frac{\varepsilon \varphi}{kT}, \quad \xi = \frac{\varepsilon H}{\sqrt{2mkT}}, \quad \Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy.$$

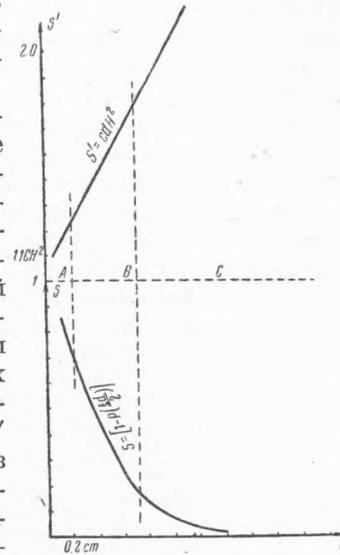
Сопоставляя величины S из (3) и (4), можно определить d . Для него получается величина, близкая к свободному пробегу электронов в плазме. Это служит как некоторым контролем экспериментальной методики разделения эффектов магнитного поля, так и проверкой основной предпосылки теории зондов в этом случае. Кроме того зависимость S от φ получается из экспериментальных формул (3) такая же, как и из теоретических соотношений (4).

Для правильного определения концентрации электронов N_H в магнитном поле нужно пользоваться соотношением:

$$i'_{0\parallel} = SN_H \varepsilon \sqrt{\frac{kT_H}{2\pi m}} \quad (5)$$

Если обработать характеристики зонда, параллельного H , по методу Лэнгмюра (т. е. игнорируя d -эффект), то для одного случая разряда (аргон, $p=0.9$ мм, разрядный ток 100 мА) ошибка в N_H в слабом поле порядка 20—30%. В соответствующих условиях порядок величины может быть и больше.

Изменения, испытываемые характеристиками зонда в магнитном поле и характеризующиеся величинами S и S' , зависят от свободного пробега электронов в плазме. При некотором характерном для каждого газа интервале давлений, скажем, для неона около 0.5 мм Hg, характеристики дают достаточно выраженный d -эффект и вместе с тем обнаруживают и характерные признаки возмущения плазмы. Если пойти от этого интервала в сторону больших давлений, то, как это следует ожидать, уменьшаются d -эффект и возмущение плазмы (S и S' оба стремятся к единице). Если же пойти в сторону меньших давлений при том же значении H , то, с одной стороны, очень сильно растет возмущение плазмы (S' заметно больше единицы), а с другой, — зонд почти не чувствует d -эффект ($s \approx 1$). В этой области давлений характеристики зонда в магнитном поле можно практически без большой погрешности обработать по методу Лэнгмюра. Но за пределами этой узкой области применение этого классического метода связано с большими неточностями. Такой характер зависимости эффектов магнитного поля от давления нетрудно объяснить, если, с одной стороны, учесть, что по некоторым соображениям (¹⁰, ¹¹) возмущение плазмы магнитным полем (тем самым и S') можно считать пропорциональным dH^2 и, с другой стороны, из (4) ход зависимости S от d при потенциале пространства имеет вид $S = [1 - \Phi(\frac{\xi d}{2})]$ и достигает некоторого насыщения при больших d (фиг. 3).



Фиг. 3.

Можно предположить, будто продольное магнитное поле сосредоточивает разряд около оси трубки за счет убыли плотности электронов вблизи стенок. Но опыты показывают, что на исследованном интервале давлений (от десятых долей до 1 мм Hg) концентрация электронов в неоновом и аргоновом разрядах растет по всему сечению плазмы (до расстояний от стенки порядка свободного пробега электронов). Так например, в неоновом разряде при давлении 0.2 мм Hg, разрядном токе 150 мА и $H=36$ гауссов значе-

ния концентраций электронов в обоих случаях на 15—20% выше соответствующих концентраций в отсутствии магнитного поля. Таким образом видно, что в продольном магнитном поле растет средняя концентрация электронов плазмы.

4. Продольное магнитное поле сказывается и в условиях на стенках. Измерения, произведенные с плоским зондом, плотно прилегающим к стенке, показывают, что в магнитном поле потенциал стенки становится более отрицательным (в аргоне и неоне) по отношению к аноду. Для данных значений H изменение потенциала стенки становится более выраженным при уменьшении p и несколько зависит от величины разрядного тока. Такое изменение потенциала стенки должно быть поставлено в связь с указанным выше увеличением общего напряжения на трубке и с изменением потенциалов в объеме трубки. Если определить ионные токи на стенку путем экстраполяции вольтамперной характеристики к потенциалу, при котором общий ток на зонд равняется нулю, то обнаруживается, что при наложении магнитного поля уменьшаются ионные (очевидно и электронные) токи, идущие к стенкам. Такому уменьшению токов к стенкам должно способствовать несколько эффектов магнитного поля, прежде всего уменьшение коэффициента диффузии заряженных частиц к стенкам.

Затем здесь могут играть определенную роль также процессы, происходящие на последнем свободном пробеге электронов вблизи стенки. Часть электронов, идущих из плазмы на стенку, двигаясь на этом отрезке под действием электрического поля стенки и перпендикулярного к нему магнитного поля, будет заворачиваться обратно в плазму, и попадание электрона на стенку будет определяться двумя компонентами (нормальной и тангенциальной) скорости электрона.

Автор выражает благодарность проф. Г. В. Спиваку за руководство и ценные указания.

Лаборатория электронных и ионных процессов
Научно-исследовательского института физики.
Московский государственный университет.

Поступило
7 V 1939.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ J. Langmuir a. H. Mott-Smith, Phys. Rev., 28, 727 (1936). ² J. Langmuir a. H. Mott-Smith, Gen. Elect. Rev., 27, 810 (1924). ³ Л. Мирлас, ЖТФ, 4, 1522 (1934). ⁴ M. Steenbeck, Wiss. Veröf. Siemens-Werke, 15, 2 (1936). ⁵ G. Spivaku. E. Reichrudel, Sow. Phys., 9, 655 (1936); ЖЭТФ, 6, 816 (1936). ⁶ Г. Спивак и Э. Рейхрудель, Techn. Phys. USSR, 5, 715 (1938). ⁷ Фабрикант и Рохлин, ДАН, XX, 437 (1938). ⁸ А. А. Зайцев, ЖЭТФ, № 4 (1939). ⁹ Э. Рейхрудель и Г. Спивак, ДАН, XVIII, 181 (1938). ¹⁰ A. Engelu. M. Steenbeck, Elektrische Gasentladungen, 1, 205 (1932). ¹¹ J. Townsend, Proc. Roy. Soc., 86, 197 и 571 (1912).