

ПЛАЗМЕННЫЙ РЕЗОНАНС ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Л. В. Дубовой, А. Г. Пономаренко и В. А. Корнилов

Произведены измерения поглощения высокочастотной мощности в разряде низкого давления в водороде в скрещенных переменном электрическом и постоянном магнитном полях. Обнаружены резонансы поглощения, положение которых находится в количественном согласии с теорией. Использование такого рода измерений может служить для целей диагностики плазмы.

Теоретическое исследование спектра собственных колебаний ограниченного объема плазмы с концентрацией заряженных частиц n в переменном электрическом поле \mathcal{E} с перпендикулярным к нему пространственно-однородным магнитным полем B указывает на возможность существования эффектов резонансного поглощения энергии высокочастотного поля электронной компонентой при определенных соотношениях между величинами n , B и круговой частотой \mathcal{E} -поля ω . В связи с тем, что указанные эффекты могут быть использованы для целей диагностики и нагрева плазмы, представляет интерес экспериментальная проверка основных положений теории.

Теория

С целью выяснения основных закономерностей динамики электронной компоненты плазмы в скрещенных \mathcal{E} и B полях рассмотрим ионизованный газ^[1-3], состоящий из равного количества электронов и однозарядных ионов, помещенный в периодически меняющееся электрическое поле, ориентированное вдоль оси x -в, и статическое магнитное поле B , ориентированное вдоль оси z . Размеры плазменного объема полагаем малыми по сравнению с длиной волны электрического поля.

Пренебрегая в силу их большой массы ролью ионов, запишем уравнение движения для дрейфовых скоростей электронов в виде

$$m \left(\frac{dv}{dt} + \nu v \right) = e \mathcal{E}_i + \left(\frac{e}{c} \right) [vB], \quad (1)$$

где m и e — масса и заряд электрона; ν — частота соударений электронов в плазме, $\mathcal{E}_i = \mathcal{E} - 4\pi P$ — поле в плазме; P — вектор поляризации. Введенный по аналогии с диэлектриками член $4\pi P$ характеризует компоненту электрического поля наведенных зарядов, связанную с поляризацией системы. При решении (1) пренебрежем магнитной компонентой переменного поля, что ограничит справедливость полученных результатов областью нерелятивистских скоростей частиц.

Для представляющего основной практический интерес случая плазменного объема в виде эллипса, главные оси которого ориентированы вдоль осей координатной системы, электрическое поле внутри плазмы однородно и величина P может быть записана в виде $P = Lner$ ^[4]. Положительные постоянные L_x , L_y , L_z зависят только от формы эллипсоида, но не от его объема, и носят название коэффициентов

деполяризации. Для частных случаев эллипса — безграничного слоя конечной толщины, параллельного плоскости zy , $L_y = L_z = 0$, $L_x = 1$; для бесконечно длинного цилиндра с осью вдоль z $L_x = 0$, $L_x = L_y = \frac{1}{2}$; для шара $L_x = L_y = L_z = \frac{1}{3}$.

В сделанных предположениях уравнение движения в плоскости xu приобретает вид

$$m\left(\ddot{r} + \nu\dot{r} + \frac{4\pi Lne^2}{m}r\right) = e\mathcal{E} + \frac{e}{c}[\dot{r}B], \quad (2)$$

откуда видно, что эффект поляризации эквивалентен гармонической возвращающей силе с коэффициентом упругости $4\pi Lne^2$.

Для решений вида $e^{i\omega t}$ в предположении постоянства ν , справедливым для большинства обычных разрядов в водороде с температурой электронов, превышающей 4 эв, уравнение (2) может быть записано как

$$(-\omega^2 + i\nu\omega + \omega_p^2)r = \frac{e}{m}\mathcal{E} + i\omega[r\omega_c], \quad (3)$$

где $\omega_c = \frac{eB}{mc}$, или

$$(i\Omega + \nu)\dot{r} = \left(\frac{e}{m}\right)\mathcal{E} + [r\omega_c], \quad (4)$$

где $\Omega = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega}$ и $\omega_p^2 = \frac{4\pi Lne^2}{m}$ — плазменная частота. Из (3, 4) видно, что влияние поляризованных полей в плазме формально может быть учтено заменой ω на Ω в уравнениях движения.

Потери энергии высокочастотного поля в единице объема плазмы равны

$$W = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\mathcal{E}_i J^*) = \frac{1}{2} |\mathcal{E}|^2 \operatorname{Re}(\sigma_x). \quad (5)$$

Ответственная в нашем случае за поглощение мощности высокочастотная компонента комплексной проводимости σ_x определяется из (4)

$$\sigma_x = \frac{J_x}{\mathcal{E}_x} = \frac{nev_x}{\mathcal{E}_x} = \sigma_0 \left[\frac{1 + i\Omega\tau}{1 + (\omega_c^2 - \Omega^2)\tau^2 + 2i\Omega\tau} \right], \quad (6)$$

где $\tau = \frac{1}{\nu}$, $\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m}$ — статическая проводимость, J — плотность тока. Величина $\sigma_R = \operatorname{Re}(\sigma_x)$ может быть найдена из (6) как

$$\frac{\sigma_R}{\sigma_0} = \frac{1 + \omega_c^2\tau^2 + \Omega^2\tau^2}{[1 + (\omega_c^2 - \Omega^2)\tau^2]^2 + 4\Omega^2\tau^2}. \quad (7)$$

Из (7) видно, что при $1 + (\omega_c^2 - \Omega^2)\tau^2 = 0$, или, переходя к безразмерным величинам $v = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, $s = \frac{\nu}{\omega}$ и $u = \frac{\omega_c}{\omega}$, при выполнении равенства

$$s^2 + u^2 - (1 - v)^2 = 0 \quad (8)$$

поглощение в плазме имеет максимум. Легко показать, что полуширина $\Delta\omega_c$ кривой резонансного поглощения определяется соотношением

$\Delta\omega_c\tau = 1$, где $\tau = \frac{1}{v}$ — время между двумя соударениями. Условием обнаружения резонанса является необходимость выполнения неравенства $\omega_c\tau > 1$, эквивалентного требованию, чтобы за время между двумя соударениями электрон совершил не менее нескольких оборотов. В случае предельно малого числа соударений член s^2 в (8) может быть опущен и резонансные условия должны выполняться при удовлетворении равенства

$$v = 1 \pm u, \quad (9)$$

описывающего две ветви особых точек проводимости σ_R , связанных с право- и левовращающимися компонентами электрического поля. При отсутствии магнитного поля ($u=0$) обе ветви вырождаются в точку, соответствующую обычному плазменному резонансу $\omega^2 = \omega_p^2$, подробно исследованному в [1, 2]. В другом предельном случае при $v=0$ выполняются условия чисто циклотронного поглощения при $\omega = \omega_c$.

Как видно из (9), появление магнитного поля должно приводить к расщеплению плазменного резонанса поглощения на два. Поскольку величина v не может принимать отрицательные значения, ветвь $v=1-u$ существует лишь в области магнитных полей, меньших циклотронного.

Использование соотношения (9), экспериментальная проверка которого являлась целью настоящей работы, может быть положено в основу разработки методов определения ряда параметров плазмы, в частности, при измерении концентрации электронов.

Эксперимент

Для изучения резонансов поглощения при измерениях использовалась обычная техника определения потерь в диэлектрике. Так, в диапазоне низких частот $8 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$ гц конденсаторные пластины, служившие для создания зондирующего поля \mathcal{E} , являлись элементом перестраиваемого колебательного контура с известными параметрами. Потери, вносимые плазмой, вычислялись по изменению добротности контура, определявшейся с помощью Q -метра.

В диапазоне частот $1 \cdot 10^8 - 1 \cdot 10^9$ гц измерительный конденсатор служил оконечной нагрузкой длинной линии. Потери в нагрузке, характеризовавшиеся отношением ρ мощности отраженной волны к падающей, определялись с помощью длинноволновой коаксиальной измерительной линии или системы направленных ответвителей.

В связи с тем что подтверждаемая экспериментом теория [1-3] плазменного резонанса ($\omega = \omega_p^2$, $B=0$), учитывающая неоднородность распределения плотности плазмы в поперечном сечении колбы и наличие зазора между стенками разрядной колбы и пластинами измерительного конденсатора, указывает на наличие связанных с этим дополнительных максимумов поглощения наряду с основным, были предприняты поиски разряда с достаточно однородным распределением n в области зондирующего \mathcal{E} -поля. Наиболее удобным в наших условиях оказался безэлектродный E -разряд, имеющий форму короткого цилиндра с ориентацией поля поджига E_r параллельно оси z . Источником поджигающего поля служил 300-ваттный генератор, работавший на частоте $5 \cdot 10^7$ гц. Небольшие продольные размеры разрядной колбы одновременно с выполнением условия $E_r \parallel B$ должны привести к тому, что уход заряженных частиц в установившемся режиме происходит преимущественно в направлении оси z . При этом можно ожидать сравнительно слабую зависимость параметров разряда от напряженности магнитного поля и достаточно однородное распределение плотности

электронов в центральной части колбы. Последнее предположение было подтверждено проведенными нами контрольными измерениями распределения относительной величины плотности $\frac{\Delta n}{n}$ в области измерительного конденсатора методом ионного тока насыщения на подвижный зонд Лэнгмюра.

Учитывая сделанные замечания конструктивное оформление разрядной колбы и зондирующих цепей в виде тонкостенного пайрековского цилиндра высотой 40 и диаметром 30 мм с измерительным конденсатором из тесно прилегающих к колбе лепестков металлической фольги позволило, в отличие от [1,2], наблюдать плазменный резонанс

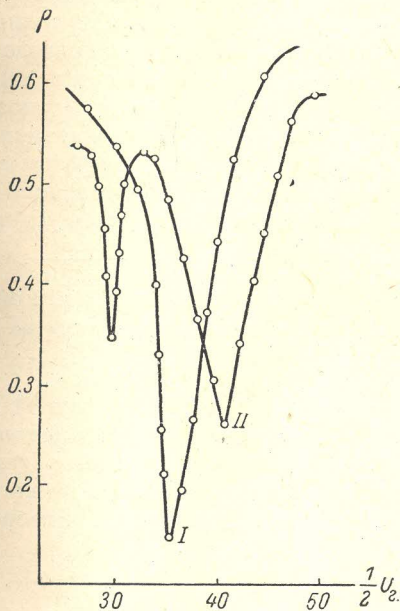


Рис. 1. Форма кривых поглощения в области резонанса при $B=0$ (I) и $B \approx 50$ эрст. (II).

Частота зондирующего сигнала $f = \omega/2\pi = 4.2 \cdot 10^8$ гц; $p \approx 2 \cdot 10^{-2}$ мм. рт. ст.

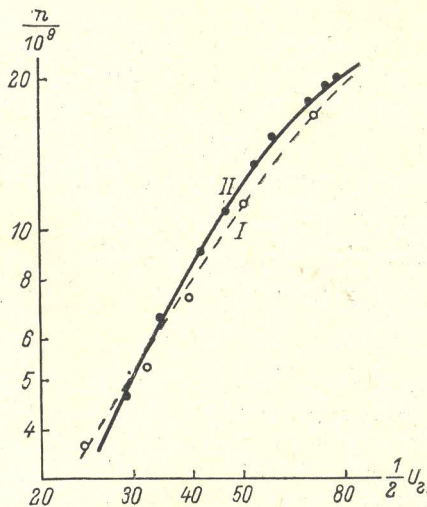


Рис. 2. Зависимость плотности электронов в разряде от разности потенциалов U_0 на пластинах конденсатора поджига.

Кривая I — измеренная с помощью зондов Лэнгмюра при $B=0$, кривая II — измеренная с помощью ветви $v=1+u$ на частоте $f = 26.4$ мгц; $p = 3 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

при $\omega^2 = \omega_p^2$ и $B=0$ в виде единственной четко выраженной особенности. Типичная форма резонансной кривой поглощения для этого случая, характеризуемая зависимостью коэффициента отражения ρ от амплитуды разности потенциалов U_0 поля поджига, монотонно увеличивавшей плотность плазмы, приведена на рис. 1 (кривая I).

Магнитное поле с пространственной однородностью в области разряда не менее 1% в диапазоне 50—8000 эрст. создавалось полюсами магнита с железным сердечником. С целью повышения точности измерений в области полей от 0 до 200 эрст., для создания магнитного поля использовались катушки типа Гельмгольца.

Ось разрядного цилиндра ориентировалась параллельно z , пластины конденсатора поджига помещались с торцов.

Схема измерений позволяла независимо и плавно менять измерительную частоту в пределах 5—30, 100—1000 мгц, магнитное поле от 0 до 8000 эрст. и плотность электронов в разряде, измеренную при $B \approx 0$ эрст. с помощью зондов Лэнгмюра, от $1 \cdot 10^8$ до $2 \cdot 10^{10}$ см⁻³

при изменении амплитуды напряжения U_r на пластинах поджигающего конденсатора от 10 до 300 в. Полученная калибровочная кривая снятой зондами Ленгмюра плотности плазмы в зависимости от U_r представлена на рис. 2 (кривая I).

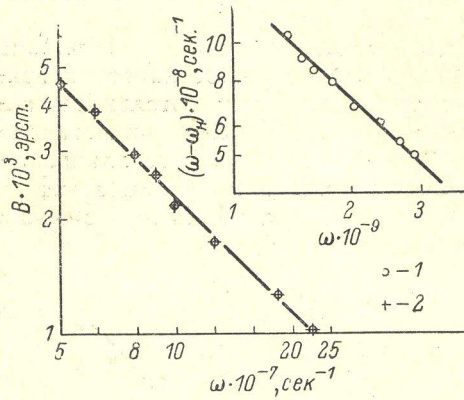


Рис. 3. Соотношения частота—магнитное поле в точке максимума поглощения.

1 — ветвь, $v = 1 - u$; 2 — ветвь $v = 1 + u$. Шпильная линия — вычисленная для случая $n(B) = \text{const}$;

$$L = \frac{1}{3}, \quad p = 2.7 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$$

Это находится в согласии с ожидаемым для случая использовавшегося в опытах короткого цилиндра, первым приближением к которому может служить сфера.

Сопоставление значений n_3 , полученных методом зондов Ленгмюра, с данными из резонансных измерений, показало, что во всем диапазоне использовавшихся в наших опытах значений плотности плазмы в пределах погрешности измерений зависимость $L(n)$ несущественна.

Качественное подтверждение теории плазменного резонанса в магнитном поле демонстрируется появлением двух областей поглощения вместо одной при наложении на разряд поля $B \approx 50$ эрст. (рис. 1, кривая II). Как показал опыт, с ростом B оба резонанса монотонно смещались в противоположные стороны от начального положения, причем ветвь, соответствующая плотностям плазмы, меньшим Ленгмюровской, начиная с некоторого значения B , исчезала.

Для количественного сопоставления данных опыта с теорией была предпринята попытка получения плазменного резонанса поглощения на продольной компоненте электрического поля измерительного сигнала, так как, согласно решению (1), для случая $\mathcal{E} \parallel B$ положение максимума поглощения, удовлетворяя равенству $\omega^2 = \omega_p^2$, от B не зависит. Прове-

В связи со сложностью вычисления коэффициента поляризации в условиях опыта значение L определялось экспериментально. Для этого полученная зондовой методикой величина $n = n_3$ (использовалась техника, тождественная^[5]) сравнивалась с данными по резонансному поглощению в точке максимума поглощения в разряде без магнитного поля. Считая, что при этом круговая частота измерительного генератора удовлетворяет условию резонанса $\omega^2 = \omega_p^2 = \frac{4\pi L n_3 e^2}{m}$, по известному значению n_3 и ω определялась L . Во всех опытах величина L оказалась близкой к $\frac{1}{3}$, что совпадает с вычисленной для случая возбуждения плазменных колебаний в сферическом образце.

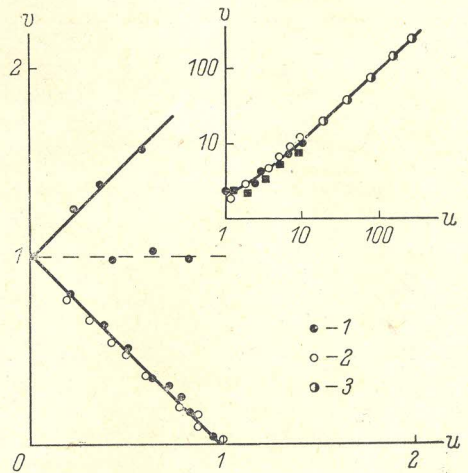


Рис. 4. Зависимость резонансного значения плотности от напряженности магнитного поля для трех значений рабочей частоты измерительного генератора.

1 — $f = 297$, 2 — $f = 223$, 3 — $f = 24$ мГц; $p = 2.3 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

денные опыты показали, что путем небольшого перекося в расположении пластин измерительного конденсатора легко создаются условия, при которых удается получить плазменный резонанс „продольного“ типа в магнитном поле одновременно с обеими ветвями для $\mathcal{E} \perp B$. Определенная с помощью такого приема величина относительного изменения плотности плазмы в разряде при изменении напряженности магнитного поля от 0 до 8000 эрст. в условиях эксперимента, как и ожидалось, оказалось слабой, не более $\pm 15\%$. В соответствии с этим находятся представленные на рис. 3 соотношения между частотой измерительного сигнала и напряженностью магнитного поля в момент резонанса, а также измеренные с помощью ветви $v = 1 + u$ на частоте 26.4 мгц значения плотности плазмы в области напряженностей магнитного поля порядка нескольких килоэрстед (рис. 2, кривая II), совпадающие с данными для зондов Ленгмюра, полученными при $B = 0$.

Вся совокупность описанных измерений в конечном счете позволяла в условиях опыта при заданной частоте зондирующего сигнала и известной напряженности магнитного поля определять необходимое для сопоставления с теорией значение плотности плазмы в магнитном поле в точках резонанса поглощения. На рис. 4 приведены полученные в опытах нормированные значения плотности плазмы $v = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{4\pi L n e^2}{m \omega^2}$, (при которой наблюдался максимум резонансного поглощения энергии электрического поля измерительного сигнала в зависимости от нормированного значения напряженности магнитного поля $u = \frac{\omega_c}{\omega}$), снятые при трех произвольных частотах ω . В процессе пересчета величина L принималась равной $\frac{1}{3}$, $n(B) = \text{const} = n_3$. Сплошными линиями нанесены вычисленные значения особых точек проводимости плазмы σ_L в магнитном поле, соответствующие равенствам $v = 1 + u$, $v = 1 - u$, справедливым для случая $\mathcal{E} \perp B$ и $v = 1$ для $\mathcal{E} \parallel B$.

Из сопоставления полученных результатов видно, что в достаточно широком диапазоне использовавшихся в опытах значений частот, магнитных полей и величин концентрации электронов в разряде получено удовлетворительное согласие результатов измерений с данными теории при разумном выборе величины коэффициента поляризации L . Количественное совпадение данных опыта и теории свидетельствует в пользу правильности основных допущений, сделанных при выводе соотношения (9).

Описанный метод зондирования плазмы характеризуется простотой наладки аппаратуры и возможностью измерения параметров плазмы в условиях, где, как показывает опыт, интерпретация характеристик обычных зондов Ленгмюра становится затруднительной из-за ряда вторичных процессов в области двойного слоя у поверхности зонда.

Представляет интерес рассмотрение собственных частот плазмы в магнитном поле в условиях, когда ее основные высокочастотные свойства будут определяться ионной компонентой.

Литература

- [1] L. J. Onks. Phys. Rev., 37, 1458, 1931. — [2] В. И. Бунимович. ЖТФ, 1, 445, 1931. — [3] W. O. Schumann. Zs. Naturforschg., 13a, 888, 1958. — [4] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, гл. 2, § 8, Гостехиздат, 1957. — [5] G. Schulz, S. Brown. Phys. Rev., 98, 1642, 1955.

Поступило в Редакцию
19 августа 1961 г.