

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Crocker, H. A. Gebbie, M. F. Kimmit, L. E. S. Mathias, *Nature*, **201**, 250 (1964).
2. G. T. Flesher, W. M. Müller, *Proc. IEEE*, **54**, № 4, 543 (1966).
3. С Д э ш м а н, Научные основы вакуумной техники, Мир, М., 1964.

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
10 января 1968 г.

Примечание при корректуре. Исследования лазера на D_2O ($\lambda \sim 172 \mu$) показали аналогичное поведение лазеров на H_2O и D_2O по отношению к химическим добавкам соответствующего изотопного состава, что может свидетельствовать о химическом характере процессов возбуждения в этих лазерах

УДК 621.371.31.533.9.01

О РЕЗОНАНСАХ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ*

В. Б. Гильденбург, Г. А. Марков

Продольные волны, возбуждаемые в плазменных объектах с сильно размытыми (в масштабе дебаевского радиуса) границами, в силу большого затухания Ландау на периферии плазмы, должны удовлетворять своего рода условию излучения, которое делает невозможным возникновение продольно-волновых резонансов в объектах с плавным и монотонным спаданием концентрации от центра к периферии. Как было показано в [1], для сферически и цилиндрически симметричных структур эти резонансы отсутствуют даже в том случае, когда просачивание продольных волн в область сильного затухания затруднено наличием скачков производной концентрации.

Более сложным представляется вопрос о возможности постановки аналогичного условия излучения при наличии постоянного магнитного поля, перпендикулярного к направлению распространения возбуждаемой в плазме продольной волны. Поскольку «черенковские» потери в случае чисто поперечного распространения отсутствуют, а циклотронное поглощение в однородном поле происходит лишь в малой окрестности гармоник гирочастоты ($\omega = n\omega_H$, $n=1,2,3 \dots$), основания для наложения на продольные волны условия излучения при промежуточных частотах $\omega \neq n\omega_H$ в бесстолкновительной плазме (пусть даже с сильно размытой границей), казалось бы, исчезают.

Для выяснения этого вопроса, т. е. по существу, вопроса о спектре поглощения продольных волн, распространяющихся в неоднородной плазме поперек магнитного поля, было проведено экспериментальное исследование резонансного рассеяния электромагнитных волн положительным столбом газового разряда, помещенным в продольное магнитное поле, с помощью которого осуществлялось управление как гиротропными свойствами плазмы, так и ее радиальным распределением в разрядной трубке. В экспериментах использовались трубки различного диаметра ($d=6 \div 16$ мм), заполнявшиеся аргоном в режиме непрерывной откачки при давлениях $P \sim 10^{-3}$ мм рт. ст. Анод каждой из них представлял собой набор плоских концентрических колец с независимыми выводами, что давало возможность производить измерение радиального распределения электронной концентрации. Облучение плазменного столба и прием отраженного от него сигнала осуществлялись с помощью рупорных антенн на длине волны 6,3 см при поперечной ориентации волнового вектора и электрического поля волны по отношению к оси трубки. Неоднородность постоянного магнитного поля вдоль облучаемой части разряда не превышала 10%. Его напряженность H_0 можно было изменять от 125 до 600 э, что соответствовало переходу от 15 до 3 гармоники гирочастоты nH .

Резонансные кривые снимались путем осциллографирования зависимости интенсивности отраженного плазмой сигнала от разрядного тока, пульсировавшего от нуля до 7 а с частотой 50 гц. Соответствующие осциллограммы, снятые для трубок с диаметром 8 и 12 мм при $P=5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. и различных значениях H_0 , приведены на рис. 1 и 2. На рис. 3 представлены графики распределения плотности тока по

* Доклад на Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы, Киев, 1966.

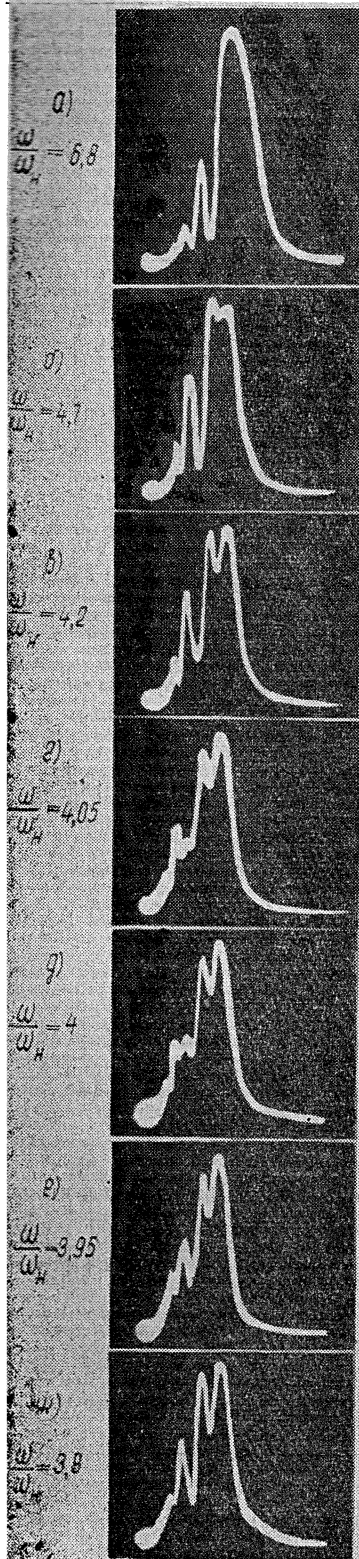


Рис. 1. $d=8$ мм.



Рис. 2. $d=12$ мм.

кольцевым секциям анода для тех же трубок при минимальном (пунктир) и максимальном (сплошная линия) H_0

В случае малых H_0 концентрация электронов испытывала достаточно большой скачок на стенках всех исследовавшихся трубок, чем создавались благоприятные условия для резонансного возбуждения на периферии плазмы стоячих продольных волн [2,3]. Полученные при этом осциллограммы (рис. 1 а, 2 а) дают типичную картину так называемых резонансов Тонкса—Даттнера [4,5]: один электростатический (основной) резонанс и серия продольно-волновых (вторичных) резонансных пиков в области меньших токов.

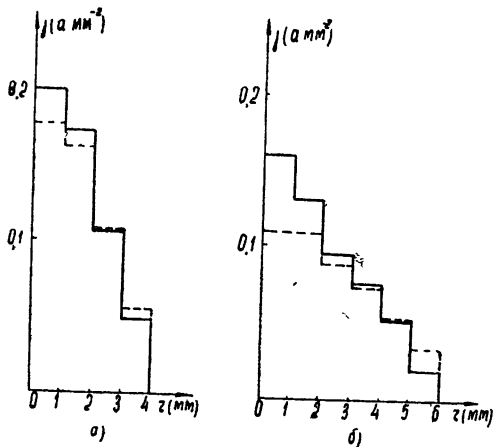


Рис. 3. Распределение плотности тока по кольцевым секциям анода:

а) $d = 8$ мм, б) $d = 12$ мм

При увеличении H_0 основной резонанс, как это уже неоднократно наблюдалось ранее [6,7], расщепляется на два, т. е. ведет себя в соответствии с теорией обычного заряженного осциллятора в магнитном поле. Вторичные резонансы меняются при этом существенно по-разному: для узких ($d = 6 \div 8$ мм) и широких ($d = 12 \div 16$ мм) трубок, различающихся между собой по степени отжатия плазмы от стенок. В узких трубках величина электронной концентрации на стенке при возрастании магнитного поля сохраняется довольно большой (см. рис 3 а). При этом наблюдаемый резонансный спектр находится в хорошем согласии с выводами, полученными в работе [9] на основе известной теории поперечного распространения в однородной плазме [9], и с приведенными в той же работе [8] экспериментальными данными. В частности, подтверждается наличие затухания только вблизи гармоник гирочастоты и «перерождение» резонансных пиков при переходе через гармоники (рис. 1 б—ж—переход через 4 гармонику).

Для широких трубок, в которых при возрастании магнитного поля достигалось гораздо более сильное отжатие плазмы от стенок (рис. 3 б), никаких особенностей на гармониках гирочастоты не наблюдалось, и по мере увеличения степени этого отжатия все вторичные резонансы полностью подавлялись, как в изотропной плазме с сильно размытой границей (рис 2 б—д).

Для трубки промежуточного диаметра ($d = 10$ мм) характер деформаций вторичных резонансных пиков существенно зависел от давления газа (также влияющего на радиальное распределение электронов). При низких давлениях ($P \leq 3 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.) наблюдалась картина, близкая к описанной выше для широких трубок. С повышением давления степень изоляции разряда от стенок уменьшалась, и при $P \approx 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. получались те же результаты, что и для узких трубок.

Таким образом, полученные экспериментальные данные показывают, что неоднородность плазмы приводит к уширению линий поглощения на гармониках гирочастоты и может полностью «смазать» все особенности дисперсионных характеристик, имеющие место вблизи этих гармоник в однородной плазме*. Причиной этого явления, по-видимому, неоднородность радиального электростатического поля в плазме. Частота обращения электронов при наличии неоднородного электрического поля, как нетрудно показать, изменяется на величину, пропорциональную его градиенту. В результате положение линий поглощения электронов оказывается функцией координат, так что прохождение продольной волны через область со значительным (хотя и плавным) перепадом электронной концентрации может стать эквивалентным полному «усреднению» локально-дискретного спектра поглощения.

Авторы признательны А. А. Андронову и М. А. Миллеру за обсуждения и полезные замечания.

* По-видимому, таким же образом должны быть истолкованы некоторые результаты экспериментальной работы [6], в которой наблюдалось исчезновение вторичных резонансов при наложении на разряд поперечного магнитного поля, прижимающего его к одной стороне трубки.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Б. Гильденбург, ЖЭТФ, 45, 1978 (1963).
2. F. W. Crawford, Phys. Letters, 5, 244 (1963)
3. В. Б. Гильденбург, ЖТФ, 34, 372 (1964).
4. L. Tonks, Phys. Rev., 38, 1219 (1931).
5. A. Dattner, Ericsson. Techn., 19, 3 (1963).
6. A. M. Messiaen, P. E. Vandenplas, Physica, 28, 53', (1962).
7. F. W. Crawford, G. S. Kino, Phys. Letters, 4, 240 (1963).
8. H. J. Schmitt, J. Meitz, B. J. Freyheit, Phys. Rev., 139A, 1432 (1965).
9. I. B. Bernstein, Phys. Rev., 109, 10 (1958).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
1 августа 1967 г.

УДК 621 372 812

ТРАНСФОРМАЦИЯ ВОЛН В МНОГОМОДОВОМ ВОЛНОВОДЕ С ГОФРИРОВАННЫМИ СТЕНКАМИ

Н. Ф. Ковалев, И. М. Орлова, М. И. Петелин

Традиционные методы преобразования электромагнитных волн в одномодовых волноводах с плавно меняющейся формой сечения при использовании в многомодовых системах оказываются, как правило, неудовлетворительными из-за трудностей подавления переизлучения мощности в паразитные волны. Селективная трансформация мощности из одной волны в другую может быть осуществлена в многомодовом волноводе посредством гофры, нанесенной на его боковую поверхность (рис. 1), при условии, что период гофры a и невозмущенные постоянные распространения взаимодействующих волн h_1 и h_2 удовлетворяют соотношению

$$h_1 - h_2 = p\bar{h} = p \frac{2\pi}{a} \quad (p = \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (1)$$

По своему принципу такое устройство аналогично направленному ответвителю [1] и обычной дифракционной решетке [2]; к условию (1) легко, в частности, придти, исходя из разложения нормальных волн регулярного волновода по плоским однородным волнам.

Считая прогиб поверхности волновода $l(z, \sigma)$ (см рис. 1) существенно меньшим длины волны λ и периода гофры a , применим к расчету трансформатора метод теории связанных волн [1]. Разложим периодическую функцию $l(z, \sigma) = l(z+a, \sigma)$ в ряд Фурье

$$l(z, \sigma) = \sum_{\nu} l_{\nu}(\sigma) \exp(i\nu\bar{h}z), \quad (2)$$

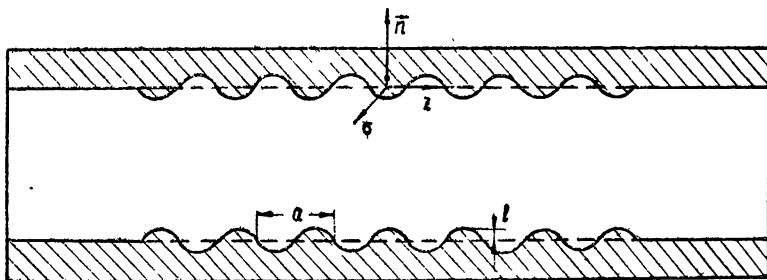


Рис. 1.

определив контур «невозмущенного» регулярного волновода таким образом, что $l_0(\sigma) = 0$. «Возмущение» поверхности волновода учтем введением поверхностного магнитного тока [3]