

ЛИНЕЙНАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ И ПОГЛОЩЕНИЕ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

В. Е. Голант, А. Д. Пилюя

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	413
1. Теория линейной трансформации волн в плазме	414
2. Экспериментальные исследования поглощения высокочастотных волн плазмой	431
Заключение	453
Цитированная литература	455

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, существуют два линейных механизма бесстолкновительного поглощения волн в плазме — циклотронное затухание и затухание Ландау. Затухание Ландау существенно для волн, фазовая скорость которых близка к тепловой скорости заряженных частиц. В обычных условиях экспериментов по взаимодействию высокочастотных волн с плазмой этот критерий выполняется для так называемых плазменных волн, распространение которых возможно лишь при отличной от нуля температуре (при стремлении температуры к нулю их показатель преломления обращается в бесконечность). Поэтому только плазменные волны могут эффективно поглощаться вне области циклотронных резонансов. В однородной плазме возбуждаемые извне электромагнитные волны не связаны с плазменными, они распространяются независимо друг от друга. Однако в реальной, неоднородной плазме может возникнуть связь между этими волнами, если в плазме имеется область, в которой показатели преломления волн близки. В таких условиях происходит трансформация падающей на плазму извне электромагнитной волны в плазменную волну, которая эффективно поглощается. Таким образом, бесстолкновительное поглощение высокочастотных волн в плазме в широком диапазоне условий (вне области циклотронных резонансов) связано с трансформацией волн. Трансформация существенно влияет также на излучение плазмы, поскольку плазменные волны не могут излучаться непосредственно.

Интерес к процессу линейной трансформации волн в плазме впервые возник в связи с ионосферными и астрофизическими исследованиями. В последнее время этот интерес вновь усилился в связи с экспериментами по бесстолкновительному поглощению и излучению волн лабораторной плазмой и предложениями об использовании бесстолкновительного поглощения для нагрева плазмы в магнитных ловушках. Работы последних лет привели к существенному развитию теории линейной трансформации волн и к установлению соответствия между этой теорией и экспериментами по поглощению волн плазмой. Изложение результатов этих работ и составляет задачу настоящей статьи.

1. ТЕОРИЯ ЛИНЕЙНОЙ ТРАНСФОРМАЦИИ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

В первых теоретических работах, выполненных в связи с исследованиями распространения радиоволн в ионосфере и проблемой радиоизлучения Солнца и планет, были выяснены основные особенности процесса трансформации волн. В них был получен ряд количественных результатов, относящихся к слабонеоднородной изотропной плазме¹⁻⁴, а также к случаю магнитоактивной плазмы при направлении магнитного поля, перпендикулярном к градиенту концентрации⁵⁻⁷. Обзор этой группы работ имеется в книге⁸ (см. также⁹). Более детальное исследование задачи о трансформации волн в изотропной плазме проведено в последующих работах¹⁰⁻¹³.

Существенный шаг в понимании проблемы трансформации был сделан в работе¹⁴ и особенно¹⁵. В них была проанализирована связь этой проблемы с теорией асимптотических решений дифференциальных уравнений с малым параметром при старшей производной¹⁶. В работе¹⁵ были также выяснены условия, при которых имеет место полная трансформация волн. Наконец, в недавней работе¹⁷ было проведено более общее рассмотрение задачи о трансформации для слоя плазмы при произвольном направлении магнитного поля и произвольном угле падения волны.

Наряд с общими исследованиями в последние годы был выполнен ряд конкретных расчетов по определению эффективности трансформации в различных случаях¹⁸⁻²⁵. Некоторые результаты были получены в связи с так называемыми «объемными» резонансами плазменных волн²⁶⁻²⁹.

Ниже мы изложим теорию линейной трансформации электромагнитных волн в плазменные для случая, когда концентрация плазмы зависит от одной координаты, и приведем сводку полученных к настоящему времени численных результатов *).

1.1. Электромагнитные и плазменные волны

Как известно, распространение монохроматической волны $\mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}$ в произвольной среде описывается волновым уравнением

$$\text{rot rot } \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{D} = 0, \quad (1)$$

где $\mathbf{D} = \mathbf{E} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}$ — вектор индукции, \mathbf{j} — плотность тока, вызываемого волной. Тепловое движение частиц приводит к тому, что связь между \mathbf{D} и \mathbf{E} оказывается нелокальной: ток в данной точке \mathbf{r} зависит от значения поля в некоторой области вокруг этой точки. О нелокальной связи между \mathbf{D} и \mathbf{E} обычно говорят как о пространственной дисперсии.

Мы будем рассматривать плазму, концентрация которой n зависит от одной координаты x . Плазма помещена в однородное внешнее магнитное поле \mathbf{H} , лежащее в плоскости X, Z и составляющее с осью X произвольный угол α . В такой среде могут распространяться волны вида $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(x) e^{ik_y y + ik_z z}$, где k_y и k_z — постоянные величины (в отличие от однородной среды, угол θ между волновым вектором и магнитным полем в данном случае зависит от координат). Вектор индукции $\mathbf{D}(\mathbf{r})$ также имеет вид $\mathbf{D}(x) e^{ik_y y + ik_z z}$; наиболее общим выражением линейной нелокальной связи между $\mathbf{D}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ является интегральное

*) Теория трансформации для плазмы, параметры которой зависят от двух или трех координат, в настоящее время отсутствует. Лишь недавно появились первые исследования, относящиеся к плазме с двумерной неоднородностью^{113, 114}.

соотношение

$$D_{\alpha}(\mathbf{r}) = \int \varepsilon_{\alpha\beta}(x, \mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{E}_{\beta}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (2)$$

где вид тензора $\varepsilon_{\alpha\beta}(x, \mathbf{r} - \mathbf{r}')$ определяется свойствами плазмы. Из-за сложного характера волнового уравнения его не удастся решить точно, и мы рассмотрим приближенные решения, считая сначала неоднородность плазмы слабой. В этом случае применимо приближение геометрической оптики, согласно которому

$$E_{\beta}(x) = E_{0\beta}(x) \exp \left\{ i \int^x k_x(x') dx' \right\}, \quad (3)$$

где $E_{0\beta}$ и k_x — медленно меняющиеся функции. Подставляя (3) в (2) и (1), найдем, что в первом приближении величины $E_{0\beta}$ удовлетворяют уравнениям

$$\left[k^2 \delta_{\alpha\beta} - k_{\alpha} k_{\beta} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\alpha\beta}(x, \mathbf{k}) \right] E_{0\beta} = 0, \quad (4)$$

где

$$\varepsilon_{\alpha\beta}(x, \mathbf{k}) = \int \varepsilon_{\alpha\beta}(x, \mathbf{r} - \mathbf{r}') e^{-i\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')} d\mathbf{r}' \quad (5)$$

и \mathbf{k} — вектор с компонентами k_x, k_y, k_z .

В однородной среде уравнения (4) являются точными, а тензор $\varepsilon_{\alpha\beta}$ (5) представляет собой обычный тензор электрической проницаемости, вычисленный с учетом пространственной дисперсии. Система однородных уравнений (4) имеет отличное от нуля решение только в том случае, когда ее определитель Δ равен нулю. Равенство $\Delta = 0$ — так называемое дисперсионное уравнение, определяет при заданных значениях ω, k_y и k_z величину k_x . В явном виде дисперсионное уравнение имеет вид полного уравнения 4-й степени (формально потому, что его коэффициенты зависят от k через $\varepsilon_{\alpha\beta}$):

$$\sum_{n=1}^4 b_n k_x^n = 0; \quad (6)$$

здесь

$$b_4 = \varepsilon_{xx}, \quad b_3 = [k_y(\varepsilon_{xy} + \varepsilon_{yx}) + k_z(\varepsilon_{zx} + \varepsilon_{xz})],$$

а остальные коэффициенты мы не будем приводить из-за их громоздкости. Зависимость $\varepsilon_{\alpha\beta}$ от k_x связана с тепловым движением и исчезает при $T = 0$ *). Соответственно уравнение (6) при $T \neq 0$ является трансцендентным и имеет, вообще говоря, бесконечное число решений. Если же $T = 0$, то остаются всего четыре решения $k_x = k_i, i = 1, 2, 3, 4$. Отсюда следует, что разные решения уравнения (6) ведут себя по-разному при $T \rightarrow 0$: четыре из них стремятся к «холодному» пределу k_i , а остальные теряют смысл; рассмотрение показывает, что они обращаются в бесконечность. Волны первого типа мы будем условно называть электромагнитными или «холодными» (именно эти волны могут быть возбуждены извне), а второго типа — плазменными. Две из четырех электромагнитных волн являются обыкновенными, а другие две — необыкновенными по классификации, принятой для однородной плазмы. Однако каждой из этих волн соответствует свое значение угла θ между \mathbf{k} и \mathbf{H} ($\theta = \theta_i(x)$). Как известно, приближение, основанное на пренебрежении пространственной

*) Мы говорим о температуре только для краткости, так как предположение о максвелловском распределении частиц по скоростям в дальнейшем не используется. Выражение $T = 0$ означает полное отсутствие теплового движения частиц плазмы.

дисперсией, обычно является для электромагнитных волн хорошим и при $T \neq 0$. Соответствующее условие заключается в том, что должны быть малы тепловые поправки к тензору электрической проницаемости. Эти поправки можно найти, разлагая $\epsilon_{\alpha\beta}$ по степеням k ; при этом следует иметь в виду, что в задачах о трансформации волн компоненты волнового вектора k_y и k_z задаются граничными условиями и бывают обычно порядка ω/c , в то время как k_x изменяется в плазме и может достигать больших значений. Поэтому можно считать, что тензор $\epsilon_{\alpha\beta}$ эффективно зависит только от k_x . Разложение $\epsilon_{\alpha\beta}$ в случае однородной среды содержит только четные степени k_x и, например, для компоненты ϵ_{xx} может быть записано в виде

$$\epsilon_{xx}(k_x) = \epsilon_{xx} + \beta N_x^2, \quad (7)$$

где

$$\epsilon_{xx} \equiv \epsilon_{xx}(k_x)_{k_x=0}, \quad N_x = \frac{k_x c}{\omega}. \quad (8)$$

Параметр β пропорционален $\frac{v_{Te}^2}{c^2}$, где v_{Te}^2 — средний квадрат тепловой скорости электрона (см. стр. 424). За исключением ω , близких к циклотронной частоте или ее второй гармонике, при $v_{Te}^2 \ll c^2$ условие

$$\beta N_x^2 \ll 1 \quad (9)$$

обычно хорошо выполняется для всех «холодных» волн.

Поправки к другим компонентам тензора $\epsilon_{\alpha\beta}$ имеют тот же порядок величины. В неоднородной среде в разложении (7) появляются также члены с нечетными степенями k_x . Они, однако, малы и не влияют на полуценные оценки *).

Неравенство (9) означает, что поле волны мало меняется в пределах области, в которой проявляется связь между \mathbf{E} и \mathbf{D} . В этом случае поле E_β в (2) можно вынести из под интеграла в точке $\mathbf{r}' = \mathbf{r}$, после чего оказывается, что оно удовлетворяет «холодному» волновому уравнению

$$(\text{rot rot } \mathbf{E})_\alpha - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{\alpha\beta}(x) E_\beta(x) = 0, \quad (10)$$

где

$$\epsilon_{\alpha\beta}(x) = \int \epsilon_{\alpha\beta}(x, \mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}' = \epsilon_{\alpha\beta}(x, k_x)_{k_y=k_z=0}.$$

Таким образом, решения, для которых пространственная дисперсия не играет роли, могут существовать и в том случае, когда приближение геометрической оптики неприменимо (т. е. для сильно неоднородной плазмы). Условием для этого по-прежнему служит неравенство (9), где под N_x надо понимать «эффективный коэффициент преломления»

$$N_{\text{eff}} = \frac{c}{\omega \lambda_0}; \quad (11)$$

λ_0 — характерный пространственный масштаб изменения поля. Система уравнений (10) эквивалентна уравнению 4-го порядка, так что и в общем случае при заданном значении ω , k_y и k_z существуют четыре независимые

*) По поводу этих оценок нужно сделать следующее замечание. Мы называем слагаемое βN_x^2 «тепловой» поправкой, подразумевая тем самым, что первый член разложения $\epsilon_{xx}(x)$ является пределом при $T \rightarrow 0$ тензора $\epsilon_{\alpha\beta}(x, k_x)$. Между тем равенство $\epsilon_{\alpha\beta}|_{T=0} = \epsilon_{\alpha\beta}|_{k=0}$ имеет место только в случае однородной плазмы. В неоднородной среде эти две величины не совпадают, однако различие оказывается существенным лишь в неоднородном магнитном поле вблизи точек циклотронного резонанса. Мы не будем в дальнейшем рассматривать этот случай и соответственно не будем делать различия между $\epsilon_{\alpha\beta}$ при $T = 0$ и $\epsilon_{\alpha\beta}$ при $k = 0$.

электромагнитные волны E_c . Этими волнами не исчерпываются все решения точного волнового уравнения (1) — (2). Остальные решения, плазменные волны E_p , имеют очень большой показатель преломления, и их поле можно считать потенциальным*). Волновым уравнением для них является уравнение Пуассона

$$\operatorname{div} D = 0, \quad E = -\nabla \varphi. \quad (12)$$

Таким образом, общее решение волнового уравнения (1) — (2) оказывается суперпозицией

$$E = E_c + E_p \quad (13)$$

решений более простых уравнений (10) и (12).

Коэффициенты преломления электромагнитных волн являются функциями x . Типичные зависимости $N_{xi}(x)$ — так называемые дисперсионные

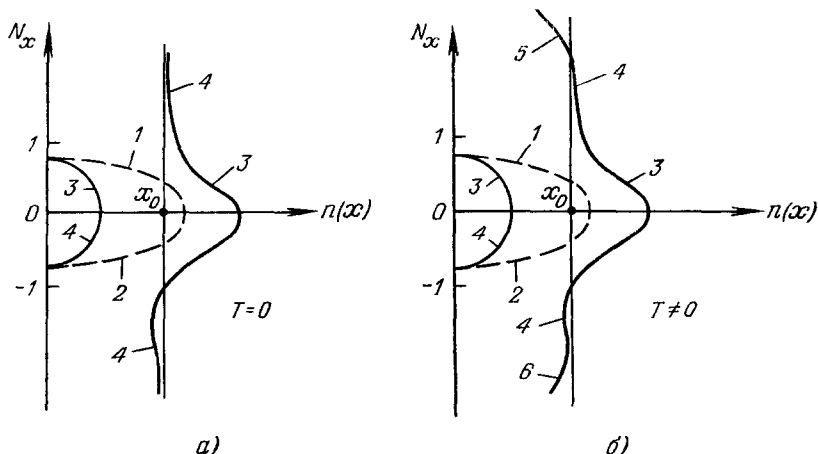


Рис. 1. Дисперсионные кривые $N_x(n)$ при $\alpha \neq 0, \frac{\pi}{2}$.

Штрихованные кривые 1, 2 соответствуют обыкновенным волнам, сплошные кривые 3, 4 — необыкновенным волнам, кривые 5, 6 — плазменным волнам.

кривые — приведены на рис. 1. Как видно, при $T = 0$ один из показателей преломления N_{x4} обращается в бесконечность в некоторой точке $x = x_0$. Положение этой точки легко найти, замечая, что если $k_x \rightarrow \infty$, то в уравнении (6) играют роль только первые два члена. Поэтому $k_4 = -\frac{b_3}{\epsilon_{xx}}$ и положение полюса показателя преломления определяется условием

$$\epsilon_{xx}(x) = 0. \quad (14)$$

В окрестности корня x_0 этого уравнения нарушается условие (9), т. е. становится существенной пространственная дисперсия. Поскольку дисперсионные кривые рис. 1, а получены вообще без ее учета, естественно в качестве следующего шага учесть тепловые поправки, считая их малыми, т. е. используя разложение (7). При таком подходе достаточно учесть

*) Потенциальность волн с большим показателем преломления непосредственно вытекает из волнового уравнения. Член $\frac{\omega^2}{c^2} \operatorname{rot} \operatorname{rot} E$, содержащий вторые производные поля по координатам, по порядку величины равен $N^2 E$, в то время как член $D \approx N_0^2 E$, где N_0 — «холодный» показатель преломления. Если $N \gg N_0$, равенство возможно только в том случае, когда $\operatorname{rot} E$ аномально мал.

поправки только в компоненте ε_{xx} , так как здесь главный член разложения мал. В малой окрестности точки x_0 можно аппроксимировать $\varepsilon_{xx}(x)$ линейной зависимостью

$$\varepsilon_{xx}(x) = \frac{x_0 - x}{l}, \quad \frac{1}{l} = - \left. \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial x} \right|_{x=x_0} = \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \right)_{x=x_0}, \quad (15)$$

а остальные компоненты тензора $\varepsilon_{\alpha\beta}$ считать постоянными. Подставляя (7) и (15) в дисперсионное уравнение, видим, что оно представляет собой теперь уравнение 6-го порядка с малым коэффициентом при старшей степени k_x . Три наименьших по абсолютной величине корни этого уравнения близки к трем первым корням «холодного» уравнения, а остальные корни можно найти, сохраняя в уравнении три первых члена. Зависимость этих корней от x (при $\beta > 0$) изображена на рис. 1, б; при достаточно больших $|x - x_0|$:

$$k_4 = \frac{\sigma}{x - x_0}, \quad k_{5,6} = \pm \frac{\omega}{c} \left(\frac{x_0 - x}{\beta l} \right)^{1/2} + \frac{1}{2} \frac{\sigma}{x_0 - x}, \quad \sigma = lb_3(x_0). \quad (16)$$

Корень k_4 совпадает с соответствующим корнем «холодного» уравнения, а корни k_5 и k_6 соответствуют плазменным волнам (они стремятся к бесконечности при $T \rightarrow 0$). Как видно из рисунков, «холодная ветвь» непрерывно переходит в плазменные ветви. Это означает, что в неоднородной среде колебания различных типов связаны между собой: электромагнитная волна, бегущая к точке x_0 , частично отразится в виде плазменной волны (и наоборот). Это явление и представляет собой линейную трансформацию волн.

Рассмотрение показывает¹⁶, что связь электромагнитной и плазменной волн в окрестности точки x_0 , определяемой уравнением (14), возникает и в том случае, когда для описания электромагнитных волн неприменимо приближение геометрической оптики и поэтому понятие коэффициента преломления $N_x(x)$ теряет смысл. Именно, точка x_0 является особой точкой «холодного» волнового уравнения (10), в которой компонента поля E_x обращается в бесконечность (см. (19)), так что условие (11) нарушается и в общем случае.

Таким образом, представление решения в виде суперпозиции электромагнитных и плазменных волн (13) справедливо всюду, за исключением окрестности точки x_0 . В этой окрестности разделение на моды невозможно и мы имеем некоторое единое решение. По этой причине окрестность точки x_0 можно назвать областью взаимодействия мод или областью трансформации. Для того чтобы получить полное решение волнового уравнения, нужно сшить выражение (13) с решением в области взаимодействия. Из условия сшивки возникает определенная связь между амплитудами электромагнитных и плазменных волн вне области взаимодействия, чем и решается задача о трансформации.

С математической точки зрения выражение (13) является асимптотическим представлением точных решений вне области взаимодействия. Такие представления имеют, вообще говоря, различный вид справа и слева от точки x_0 (явление Стокса). В нашем случае это означает, что если, например, E_c в (13) представляет собой некоторую линейную комбинацию четырех рассмотренных выше электромагнитных волн, то коэффициенты в этой комбинации могут быть различны в области $x < x_0$ и $x > x_0$. Из-за большого количества неизвестных постоянных непосредственное их определение из условий сшивки представляет собой сложную задачу. Гораздо проще и нагляднее результат можно получить, рассматривая поведение решений не только при вещественных x , но и на всей комплексной плоскости.

1.2. Связь между электромагнитными и плазменными волнами

Для выполнения намеченной программы необходимо прежде всего определить вид решений E_p и E_c вблизи области трансформации. Для плазменной волны эта задача фактически уже решена, так как для этой волны вне области трансформации справедливо приближение геометрической оптики (из-за большого показателя преломления) и решение дисперсионного уравнения дается формулами (3) и (16). Вводя вместо x естественную переменную

$$\xi = \frac{x - x_0}{\gamma l}, \quad \gamma = \left[\frac{c^2 \beta}{\omega^2 l^2} \right]^{1/3}, \quad (17)$$

и выбирая нормировку таким образом, чтобы поток энергии, переносимой волной, равнялся единице, имеем в области прозрачности для плазменных волн ($x < x_0$, $\xi < 0$)

$$E_{px}^{\pm} = \left(\frac{8\pi}{\omega l} \right)^{1/2} \frac{i}{\gamma^{1-i\sigma}} (-\xi)^{-1/4} \exp \left\{ \pm i \frac{2}{3} (-\xi)^{3/2} - \frac{i\sigma}{2} \ln(-\xi) \right\}. \quad (18)$$

Здесь знак плюс соответствует корню k_6 , а знак минус — корню k_5 уравнения (16).

Чтобы найти предельный (при $x \rightarrow x_0$) вид решений E_c , надо решить «холодное» волновое уравнение в окрестности точки x_0 . Естественно ожидать при этом, что «эффективный коэффициент преломления» будет в этой области очень большим, и соответственно считать поле потенциальным, $E_c = -\nabla\phi$, $\phi = \Phi(x) e^{ik_y y + ik_z z}$. В уравнении Пуассона (12), как и при исследовании дисперсионного уравнения в п. 1.1, можно использовать выражение (15) для ϵ_{xx} , а остальные компоненты $\epsilon_{\alpha\beta}$ считать постоянными. Сохраняя только члены, содержащие производные от быстро меняющейся функции Φ , имеем

$$(x - x_0) \Phi'' + (1 - i\sigma) \Phi' = 0,$$

откуда $\Phi \sim (x - x_0)^{i\sigma}$. Полученное выражение относится к волне 4-го типа; остальные электромагнитные волны не имеют особенности в точке x_0 , и их поле можно считать в малой окрестности этой точки постоянным. Таким образом, при $x \rightarrow x_0$

$$\left. \begin{aligned} E_{cx} &\rightarrow B \left(\frac{l}{x_0 - x} \right) e^{-i\sigma \ln \frac{l}{x_0 - x}} + \mathcal{E}_x, \\ E_{cy} &\rightarrow B \frac{k_y l}{\sigma} e^{-i\sigma \ln \frac{l}{x_0 - x}} + \mathcal{E}_y, \\ E_{cz} &\rightarrow B \frac{k_z l}{\sigma} e^{-i\sigma \ln \frac{l}{x_0 - x}} + \mathcal{E}_z, \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

где B и \mathcal{E}_α — постоянные, определяемые граничными условиями. Этот результат впервые получен в работе ³⁰ *). Из (19) следует, что точка x_0 является особой точкой «холодного» волнового уравнения независимо от применимости приближения геометрической оптики. Она представляет собой точку ветвления функций $E_{c\alpha}$. В результате оказывается, что решение «холодного» уравнения (10) не определяется однозначно граничными условиями, которые в задачах об отражении волн от слоя плазмы

*) Первоначально особенность электрического поля волны исследовалась для частных случаев в работах ^{31, 32}.

состоят в том, что задаются амплитуды и поляризации падающих волн. Чтобы убедиться в этом, предположим, что в плазме имеются редкие столкновения с частотой $\nu \ll \omega$, и вычислим энергию, которая поглощается при этом в слое холодной плазмы. При учете столкновений ϵ_{xx} получаем мнимую добавку $\epsilon''_{xx} \sim i \frac{\nu}{\omega}$ и соответственно $x_0 = x'_0 + ix''_0$, $x''_0 \sim \frac{\nu l}{\omega}$. Мощность, поглощаемая 1 см² поверхности слоя, определяется выражением

$$Q = \frac{\omega}{8\pi} \int \epsilon''_{\alpha\beta} E_{\alpha} E_{\beta}^* dx,$$

где интегрирование ведется по всей толщине слоя и $\epsilon''_{\alpha\beta}$ — антиэрмитовская часть тензора электрической проницаемости. Если ν стремится к нулю, основной вклад вносит член $\epsilon''_{xx} |E_x|^2$, так как E_x имеет наиболее сильную особенность. Подставляя для E_x выражение (19) и распространяя пределы интегрирования до бесконечности, находим

$$Q = \frac{\omega l}{8\pi} |B|^2 \frac{1 - \exp(-2\pi\sigma)}{2\sigma}. \quad (20)$$

Поглощаемая мощность оказывается не зависящей от ν , и можно, следовательно, считать, что конечное поглощение имеется и при $\nu = 0$. Этот результат хорошо известен⁸ и наглядно объясняется тем, что уменьшение поглощения при $\nu \rightarrow 0$ компенсируется ростом максимального значения E_x .

Если теперь рассмотреть решение, удовлетворяющее тем же самым граничным условиям, но считать, что $\nu < 0$, то совершенно аналогичным образом можно получить

$$Q = - \frac{\omega l}{8\pi} |B'|^2 \frac{\exp(2\pi\sigma) - 1}{2\sigma}. \quad (21)$$

Выражения (20) и (21) отличаются знаком, так что формула (21) описывает генерацию энергии. Мы видим, таким образом, что в холодной бесстолкновительной плазме при одних и тех же граничных условиях можно получить два совершенно различных решения, в зависимости от способа перехода к пределу $\nu = 0$. По существу, эти два решения отличаются способом обхода особой точки x_0 : в случае, соответствующем формуле (20), особая точка была смещена вверх от вещественной оси и мы, продолжая решение вдоль вещественной оси, обходим ее снизу; во втором случае обход производился сверху.

Как уже указывалось выше, нам в дальнейшем придется рассматривать поведение решений при комплексных значениях аргумента. Для устранения неоднозначности следует при этом провести на комплексной плоскости x разрез из точки x_0 до бесконечности. Если разрез проведен в верхней полуплоскости, то особую точку можно обходить только снизу и соответствующее решение описывает поглощение энергии; при разрезе в нижней полуплоскости имеет место «генерация» энергии. Решения, удовлетворяющие одним и тем же граничным условиям и различающиеся только положением разреза, мы будем обозначать E^u и E^l (индекс u соответствует разрезу в верхней полуплоскости). Очевидно, что решение E^u непрерывно в нижней, а E^l — в верхней полуплоскости x .

Перейдем теперь к определению поля в области трансформации и спиванию его с асимптотическими выражениями (18) и (19).

Если считать, как и в п. 1.1, что в области трансформации применимо приближение слабой дисперсии, то достаточно учесть тепловые поправки только к компоненте ϵ_{xx} . Не предполагая применимость приближения

геометрической оптики, мы должны при этом заменить k_λ^2 в (7) на $-\frac{d^2}{dx^2}$ и, следовательно, имеем

$$D_x = \epsilon_{x\alpha} E_\alpha + \frac{c^2 \beta}{\omega^2} E_x'', \quad D_y = \epsilon_{y\alpha} E_\alpha, \quad D_z = \epsilon_{z\alpha} E_\alpha.$$

Подставляя это выражение в (12), используя (15) и сохраняя только члены с производными от Φ , получаем

$$\frac{\beta l c^2}{\omega^2} \frac{d^3 W}{dx^3} - (x - x_0) \frac{dW}{dx} - (1 - i\sigma) W = 0, \quad (22)$$

где $W = \frac{d\Phi}{dx}$, так что $E_x = C_1 W + C_2$; C_1 и C_2 — постоянные.

Вводя новую переменную ξ согласно (17), можно записать уравнение (22) в виде

$$W''' - \xi W' - (1 - i\sigma) W = 0, \quad (23)$$

где штрих означает дифференцирование по ξ . Три независимых решения $W_k(\xi)$, $k=1, 2, 3$, уравнения (23) могут быть найдены методом преобразования Лапласа; они имеют вид

$$W_k(\xi) \sim \int_{C_k} t^{-i\sigma} \exp \left\{ \xi t - \frac{t^3}{3} \right\} dt, \quad (24)$$

где контур интегрирования C_k выходит из начала координат и уходит на бесконечность вдоль луча $\arg t = \frac{2\pi k}{3}$. (На плоскости t проведен разрез вдоль луча $\arg t = \frac{\pi}{3}$). Поведение функций $W_k(\xi)$ при $|\xi| \gg 1$ было исследовано в работе ¹⁶. Для одного из решений W_2 это поведение оказывается следующим. На комплексной плоскости ξ имеется сектор P (рис. 2), в котором асимптотика W_2 содержит слагаемое

$$\frac{i \sqrt{\pi}}{\xi^{1/4}} \exp \left\{ -\frac{2}{3} \xi^{3/2} - \frac{i\sigma}{2} \ln \xi \right\},$$

совпадающее с точностью до постоянного множителя с плазменной волной E_p (18).

При вещественных отрицательных ξ (24) описывает волну, бегущую от точки x_0 .

Наряду с сектором P на комплексной плоскости имеется сектор C (см. рис. 2), в котором асимптотика W_2 содержит слагаемое, пропорциональное $\xi^{-1+i\sigma}$, т. е. имеющее такую же зависимость от координаты x , как и «холодная» волна (24). Существенно, что эта «холодная» часть асимптотики непрерывна во всем секторе C , включающем как положительную, так и отрицательную части вещественной оси.

В узких областях, где секторы P и C перекрываются, асимптотическое выражение W_2 представляет собой суперпозицию обоих членов с вполне определенными коэффициентами.

Асимптотическое поведение двух других решений W_1 и W_3 носит аналогичный характер, но отличается расположением секторов P и C : для решения W_1 сектор P повернут на угол $\frac{2\pi}{3}$ по сравнению с рис. 2, а для

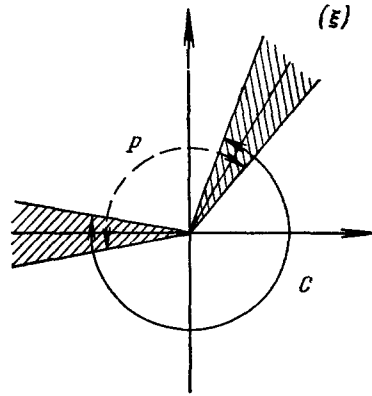


Рис. 2. Асимптотическое поведение функции $W_2(\xi)$ при $|\xi| \gg 1$. Заштрихованы области, в которых асимптотика W_2 представляет собой суперпозицию «холодной» и плазменной волн.

W_3 — на угол $-\frac{2\pi}{3}$. Соответственно W_1 содержит при больших по модулю отрицательных ξ плазменную волну, распространяющуюся к точке x_0 , а «холодная» часть ее асимптотики непрерывна в верхней полуплоскости ξ . Решение W_3 экспоненциально нарастает при вещественных положительных ξ .

Из сказанного видно, что трансформация электромагнитной волны в плазменную описывается решением W_2 , которое не содержит падающей плазменной волны. Поскольку «холодная» часть W_2 непрерывна во всей нижней полуплоскости ξ , эта функция может сплестись только с «холодным» решением типа E^u , обладающим таким же свойством (решение типа E^l испытывает в нижней полуплоскости скачок на разрезе).

Сравнивая асимптотический вид функции W_2 с формулами (18) и (19), можно получить окончательные выражения для решения волнового уравнения, описывающего трансформацию электромагнитных волн в плазменные. Эти выражения имеют вид ¹⁷: при $x < x_0$ в области прозрачности для плазменной волны

$$E_x = E^u - \left(\frac{i\omega}{8}\right)^{1/2} \frac{B^u \exp\left(-\frac{\pi\sigma}{2}\right)}{\Gamma(1-i\sigma)} E_p^-, \quad (25)$$

при $x > x_0$

$$E_x = E^u, \quad (26)$$

в области взаимодействия

$$E_x = -\frac{B^u \exp(-\pi\sigma)}{\Gamma(1-i\sigma)\gamma^{1-i\sigma}} W_2(\xi) + \mathcal{E}_x^u; \quad (27)$$

остальные компоненты можно найти из условия потенциальности поля; они оказываются малыми величинами порядка γ по сравнению с E_x . В формулах (25) и (26) E^u представляет собой одно и то же решение «холодного» уравнения (10).

Приведенные выражения относятся к случаю $\beta > 0$. При $\beta < 0$ область прозрачности для плазменных волн лежит слева от точки x_0 ; формулы (25) и (26) сохраняются и в этом случае, если сделать замену $\gamma \rightarrow |\gamma|$.

Из полученных формул можно сделать следующий вывод. Поскольку плазменные волны не могут распространяться в вакууме, вид поля вне плазмы и, в частности, амплитуды и поляризации отраженных волн полностью определяются «холодным» решением E^u и могут быть найдены, следовательно, вообще без учета пространственной дисперсии. Иначе говоря, если решена (с учетом правила обхода особой точки) задача об отражении волн от некоторого слоя холодной плазмы, то решение применимо и к горячей плазме [если только выполняется условие (29) и (30), см. стр. 424]. Решение E^u описывает, как мы видели, поглощение энергии в плазме. При учете пространственной дисперсии энергия, однако, не поглощается в особой точке, а целиком уносится плазменной волной. Это непосредственно видно из формулы (25), ибо энергия плазменной волны в точности равна величине Q (20) (при сравнении надо воспользоваться формулой $|\Gamma(1-i\sigma)|^2 = \frac{\pi\sigma}{\text{sh } \pi\sigma}$ *). Если ввести вместо Q безразмерный коэффициент поглощения A_0 , равный отношению Q к потоку энергии падающей волны, и аналогичным образом определить

*) Подобный результат для изотропной плазмы малых размеров был впервые получен в работе ¹⁰.

энергетический коэффициент трансформации A_T , то имеет место равенство

$$A_T = A_0. \quad (28)$$

Величина A_0 , пропорциональная квадрату модуля вычета в особой точке x_0 , зависит от поляризации падающей волны. Для каждого направления падения существуют две независимые поляризации. Одну из них можно выбрать таким образом, чтобы $B^u = 0$. Соответствующая волна не испытывает трансформации, а волна, поляризованная ортогонально к ней, трансформируется в максимальной степени.

Решение, описывающее трансформацию плазменной волны в электромагнитную, можно построить совершенно аналогичным образом, используя в области взаимодействия функцию W_1 ; эта функция сшивается с «холодным» решением типа E^l . Отметим, что коэффициент трансформации плазменной волны в электромагнитную волну можно найти по теореме взаимности — он равен коэффициенту трансформации электромагнитной волны в плазменную, вычисленному при противоположном направлении магнитного поля. Возможна ситуация, когда плазменная волна, возникшая при трансформации электромагнитной волны, не поглощается в плазме, а достигает другой особой точки или отражается и затем трансформируется обратно в электромагнитную волну. При этом возникает большой (много больше 2π) фазовый сдвиг между волной, непосредственно отраженной от слоя, и волной, возникшей в результате трансформации. Этот сдвиг очень сильно зависит от частоты, что приводит к резкой (резонансной) частотной зависимости амплитуды рассеяния волны. Такое явление экспериментально наблюдается на плазмах малого размера. Более подробно эти резонансы будут рассмотрены в п. 2.4.

Формулы (25) — (28) справедливы и при наличии столкновений, если только отношение v/ω настолько мало, что можно пренебречь «обычным», т. е. не связанным с трансформацией столкновительным поглощением. При этом асимптотика решений в вакууме не зависит от отношения малых параметров γ и v/ω , которое может быть любым (как больше, так и меньше единицы). Однако вид поля внутри слоя от этого отношения зависит очень существенно. При $v/\omega \ll 1$ учет столкновений сводится к тому, что величину x_0 надо считать комплексной, так что вещественным x соответствуют комплексные ξ , лежащие в нижней полуплоскости:

$$\xi = \xi' + i\xi'', \quad \xi' = \frac{x - x_0'}{\gamma l}, \quad \xi'' = -\frac{x_0''}{\gamma l} \approx -\frac{v}{\gamma \omega}.$$

Если $v/\omega \gg \gamma$, то $\xi'' \gg 1$ и на всей вещественной оси $|\xi| \gg 1$, причем вся эта ось лежит вне сектора P . В этом случае в выражении для W_2 на вещественной оси остается только «холодная» часть асимптотики и поле при всех вещественных x имеет вид $E = E^u$. Таким образом, в случае $v/\omega \gg \gamma$ учет пространственной дисперсии несуществен.

Отсюда следует, что при сколь угодно малом $v \neq 0$ и $T \rightarrow 0$ решение, не содержащее падающей плазменной волны, стремится к пределу E^u . Можно, следовательно, сказать, что поглощение энергии в полюсе показателя преломления является «холодным» пределом процесса трансформации. Решение, содержащее плазменную волну E_p^+ , «холодного» предела не имеет.

В обратном предельном случае $v/\omega \ll \gamma$ можно пренебречь в области трансформации влиянием столкновений и считать ξ в (27) вещественным. Вне области взаимодействия, до тех пор пока применимы приближения слабой дисперсии, амплитуда волны убывает пропорционально множителю $\exp\left(-\frac{v\sqrt{\xi'}}{\omega\gamma}\right)$ (мы разложили $(\xi' + i\xi'')^{3/2}$ в показателе (18), считая

$\xi'' \ll \xi'$). При распространении волны от точки x_0 ее показатель преломления быстро увеличивается и приближение слабой дисперсии становится неприменимым. При сильной дисперсии плазменные волны сильно затухают (по механизму Ландау), за исключением случая $\alpha = \frac{\pi}{2}$.

Для справедливости всех полученных в этом разделе результатов существенно необходимо выполнение условия

$$\gamma = \left(\frac{c^2 \beta}{\omega^{2/2}} \right)^{1/3} \ll 1, \quad (29)$$

Это неравенство обеспечивает справедливость приближения слабой дисперсии в области взаимодействия мод; оно же гарантирует выполнение неравенства (9) вне этой области. Еще одно условие возникает из сравнения размеров области взаимодействия с областью, в которой «холодные» решения имеют простой вид (19):

$$\gamma \frac{l}{\lambda_0} \ll 1, \quad (30)$$

где λ_0 — характерный масштаб изменения поля вдали от особой точки. Параметр γ в (29) и (30) связан с величиной β , которая определяется выражением

$$\beta = \sum_{k=e, i} \frac{v_{T_k}^2 \omega_{pk}^2(x_0)}{c^2} \left[\frac{3\omega^2}{(\omega^2 - \omega_{H_k}^2)(\omega^2 - 4\omega_{H_k}^2)} \sin^4 \alpha + \right. \\ \left. + \frac{6\omega^4 - 3\omega^2 \omega_{H_k}^2 + \omega_{H_k}^4}{(\omega^2 - \omega_{H_k}^2)^3} \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha + \frac{3}{\omega^2} \cos^4 \alpha \right],$$

где суммирование ведется по сортам зарядов, $\omega_{pk} = \left(\frac{4\pi n e^2}{m_k} \right)^{1/2}$ — плазменная частота и $\omega_{H_k} = \frac{eH}{m_k c}$ — циклотронная частота, α — угол между градиентом концентрации и магнитным полем.

В предыдущем рассмотрении не учитывались нелинейные эффекты. Можно оценить условия, при которых такой подход оправдан. Поскольку трансформация не связана с какими-либо тонкими деталями функции распределения, влияние нелинейности можно считать малым, если

$$v \ll v_T,$$

где v — направленная скорость в поле волны. Полагая для оценки $v = \frac{eE}{m_e \omega}$, $E = \frac{E_0}{\gamma}$, $\gamma = \left(\frac{v_{Te}}{\omega l} \right)^{2/3}$ (E_0 — напряженность поля в вакууме), получаем

$$\frac{eE_0}{mc\omega} \ll \frac{\omega l}{c} \gamma^{5/2}. \quad (31)$$

При $\gamma \ll v/\omega$ величину γ в (31) надо заменить на v/ω .

Следует заметить, что наряду с прямым влиянием нелинейности на взаимодействие волн могут иметь место также «медленные» нелинейные эффекты, связанные с изменением параметров плазмы (концентрации, температуры, распределения концентраций). Эти эффекты могут быть вызваны, например, нагревом плазмы, приводящим к дополнительной ионизации, возникновением неустойчивостей плазмы, воздействием давления высокочастотного поля волн³³ и т. д. Учесть совокупность таких эффектов в общем случае вряд ли возможно. Однако и при наличии «медленных» нелинейностей приведенные выше результаты остаются справедливыми, если использовать реально получающиеся параметры плазмы.

1.3. У с л о в и я т р а н с ф о р м а ц и и

Рассмотрим теперь условия, при которых трансформация возможна в данном слое плазмы. Эти условия состоят в том, что внутри слоя должна находиться по крайней мере одна точка $x = x_0$, в которой $\epsilon_{xx} = 0$ (14).

В используемой системе координат (ось x направлена вдоль градиента концентрации, магнитное поле составляет с осью x угол α)

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \epsilon \sin^2 \alpha + \eta \cos^2 \alpha, \\ \epsilon &= 1 - \sum_{e, i} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_e^2}, \quad \eta = 1 - \sum_{e, i} \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \end{aligned} \quad (32)$$

где ϵ и η — диагональные компоненты тензора электрической проницаемости $\epsilon_{\alpha\beta}^0$, вычисленного в системе координат с осью z , направленной вдоль магнитного поля. Уравнение $\epsilon_{xx} = 0$ при учете (32) можно представить в виде

$$\operatorname{tg}^2 \alpha = - \frac{\eta(x_0)}{\epsilon(x_0)}. \quad (33)$$

Оно совпадает с условием обращения в бесконечность показателя преломления волны, распространяющейся в однородной плазме с концентрацией $n(x_0)$ под углом α к магнитному полю³⁴. Такой результат вполне

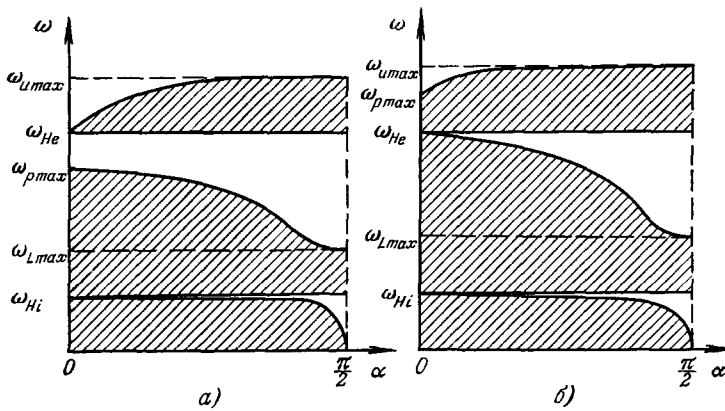


Рис. 3. Полосы трансформации в зависимости от угла α .
а) $\omega_{p \max} < \omega_{He}$; б) $\omega_{p \max} > \omega_{He}$.

понятен: в плазме с одномерной неоднородностью компоненты волнового вектора k_y и k_z фиксированы, поэтому в точке, где k_x обращается в бесконечность, волна распространяется вдоль оси x , т. е. именно под углом α к магнитному полю.

Как известно³⁵, равенство (33) выполняется в любой точке с концентрацией n при трех значениях частоты волны $\omega = \omega_i(n, \alpha)$. При $n = 0$ $\omega_1 = \omega_{He}$, $\omega_2 = \omega_{Hi}$, $\omega_3 = 0$ и все частоты ω_i монотонно растут с ростом n . Поэтому, если концентрация в слое лежит в пределах $0 \leq n \leq n_{\max}$, трансформация возможна в трех полосах частот:

$$\omega_{1 \max} \geq \omega \geq \omega_{He}, \quad \omega_{2 \max} \geq \omega \geq \omega_{Hi}, \quad \omega_{3 \max} \geq \omega \geq 0, \quad (34)$$

где $\omega_{i \max} = \omega_i(n_{\max})$. Эти полосы схематически изображены на рис. 3. В дальнейшем мы не будем рассматривать наиболее низкочастотную полосу. Положение верхней и средней частотных полос определяется

соотношениями

$$\omega_1^2 = \frac{1}{2} [\omega_U^2 + \sqrt{\omega_U^4 - 4\omega_p^2\omega_{He}^2 \cos^2 \alpha}], \quad (35)$$

$$\omega_U^2 = \omega_{He}^2 + \omega_p^2;$$

$$\omega_2^2 = \frac{1}{2} [\omega_U^2 - \sqrt{\omega_U^4 - 4\omega_p^2\omega_{He}^2 \cos^2 \alpha}] \quad (36)$$

при $\cos^2 \alpha \gg \frac{m_e}{m_i}$;

$$\omega_2^2 = \omega_L^2 \left(1 + \frac{m_i}{m_e} \cos^2 \alpha \right), \quad \omega_L^2 = \frac{\omega_{He}\omega_{Hi}\omega_p^2}{\omega_p^2 + \omega_{He}^2} \quad (37)$$

при $\cos^2 \alpha \ll 1$, $\omega_p^2 \gg \omega_{He}\omega_{Hi}$.

Здесь ω_U и ω_L — соответственно верхняя и нижняя гибридные частоты; $\omega_p \equiv \omega_{pe}$. При $\alpha \neq 0$ верхняя и средняя полосы разделены некоторым интервалом частот, в котором трансформация волн невозможна. Границы частотных полос трансформации определяются распределением концентрации плазмы и не зависят от способа возбуждения волн. Строго говоря, этот результат относится только к одномерному случаю. Обычно параметры плазмы зависят по крайней мере от двух координат, но часто зависимость от одной из них значительно слабее, чем от другой. Можно думать, что результаты, полученные для одномерного слоя, пригодны и в этом случае *).

Вопрос об эффективности трансформации, т. е. о величине коэффициента A_0 или A_T , является гораздо более сложным и мы в этом разделе обсудим его только качественно. Согласно (20) и (28) эффективность трансформации зависит от двух величин: параметра l , определяющего относительный градиент концентрации в точке x_0 , и коэффициента B'' , который при заданной амплитуде падающей волны характеризует степень проникновения поля в плазму. Роль обоих этих факторов существенно зависит от размеров L плазмы. Если эти размеры малы по сравнению со средней длиной волны электромагнитных колебаний в слое

$$k_0 L \ll 1$$

(k_0 можно определить как отношение ω/c к значению коэффициента преломления, вычисленному при типичных значениях концентрации слоя, но вдали от особой точки x_0), то волна беспрепятственно проникает в плазму. Однако трансформация в этом случае, вообще говоря, мала из-за малости параметра $l \sim L$. Исключение составляет только случай, когда точка x_0 лежит вблизи максимума концентрации, где $\frac{dn}{dx} \ll \frac{n}{L}$ и, следовательно, $l \gg L$. Этот случай осуществляется лишь в плоской геометрии в узкой полосе частот вблизи верхней границы областей трансформации, и при этом $A_T \sim 1$.

В обратном предельном случае параметр l обычно велик и эффективность трансформации определяется исключительно проникновением волн (барьерным эффектом). Если магнитное поле однородно, то между внешней границей слоя и точкой x_0 всегда имеется область, в которой трансформирующаяся электромагнитная волна не может распространяться (см. рис. 1). Это приводит к появлению в A_T «барьерного» множителя $\exp(-\delta)$, где

$$\delta = \frac{c}{\omega} \int \text{Im } k_x dx.$$

*) Об условиях трансформации в плазме с двумерной неоднородностью см. 114.

Интегрирование проводится по всей области, где $\text{Im } k_x \neq 0$. Отсюда следует, что при $k_0 L \gg 1$ эффективность трансформации, вообще говоря, оказывается малой. Наиболее благоприятны условия трансформации в промежуточной области $k_0 L \sim 1$, когда размеры плазмы — порядка длины «холодных» волн. В этом случае барьерное ослабление относительно невелико и в то же время параметр l не мал. Поэтому следует ожидать, что A_T будет иметь величину, близкую к единице во всей полосе частот, в которой возможна трансформация.

Можно указать случаи, когда барьерное ослабление оказывается малым также и в слабо неоднородной плазме при $k_0 L \gg 1$.

1. При частотах, близких к ω_{He} или ω_{Hi} , точка x_0 стремится к границе плазмы, где $n = 0$; соответственно стремится к нулю и ширина области непрозрачности.

2. В изотропной плазме, как известно, точка x_0 определяется условием $\omega^2 = \omega_p^2(x_0)$, а точка отсечки, в которой k_x обращается в 0, условием $\omega^2 = \omega_p^2(x_0) - \frac{\omega^2 k_z^2}{c^2}$, так что ширина лежащей между ними области непрозрачности уменьшается с уменьшением k_z . Однако при $k_z = 0$ трансформация отсутствует, поскольку при этом $E_x \equiv 0$. Следовательно, имеется область оптимальных значений $k_z \ll \frac{\omega}{c}$ (см. рис. 6). Аналогичная ситуация имеет место и в магнитоактивной плазме при $\omega_{p\max}^2 \gg \omega_{He}^2$ и $\omega^2 \gg \omega_{He}^2$.

3. В верхней полосе частот при $k_z = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{He} + \omega} \right)^{1/2} \sin \alpha$ и $k_y = 0$ дисперсионные кривые обыкновенной и необыкновенной волн имеют точку касания (рис. 4), что приводит к связи этих волн и ликвидации барьерного

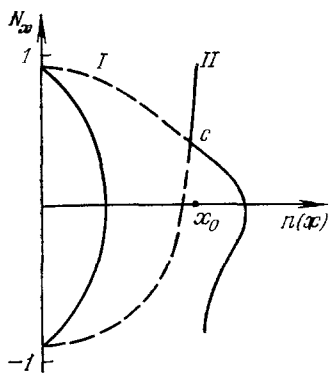


Рис. 4. Исчезновение барьера в случае связи между обыкновенной и необыкновенной волнами.

Дисперсионная кривая обыкновенной волны (штриховая линия) касается кривой необыкновенной волны (сплошная линия) в точке c .

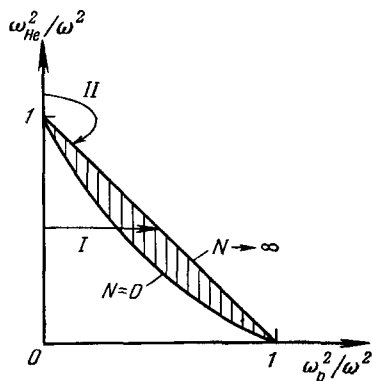


Рис. 5. Доступность области трансформации в неоднородном магнитном поле.

ослабления. Действительно, как видно из рис. 4, волна типа I беспрепятственно достигает точки касания, где частично превращается в волну типа II, которая трансформируется в плазменную волну в точке x_0 . Связь между электромагнитными волнами различных типов сохраняется и в некоторой области значений k_z и k_y , близких к указанным. Этот эффект был впервые обнаружен при радиозондировании ионосферы, где он проявляется в виде так называемого «утроения сигналов»⁸.

4. В неоднородном магнитном поле в верхней полосе частот особая точка x_0 может оказаться доступной (область непрозрачности исчезает), если магнитное поле убывает вдоль направления распространения волны ³⁶.

Эта возможность иллюстрируется рис. 5, где на плоскости $\frac{\omega_{He}^2}{\omega^2}$, $\frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ нане-

сены для случая перпендикулярного распространения волны и $\alpha = \frac{\pi}{2}$ линии $N = 0$ и $N \rightarrow \infty$. Лежащая между ними область непрозрачности заштрихована. В однородном магнитном поле волна «распространяется» параллельно оси абсцисс и обязательно пересекает область непрозрачности (кривая I). В неоднородном магнитном поле волна может достигнуть точки x_0 , минуя область непрозрачности (кривая II). Это возможно, если величина $\omega_U^2 = \omega_p^2 + \omega_{He}^2$ убывает от границы плазмы к точке x_0 .

5. В средней полосе частот при $\alpha = \pi/2$ точка x_0 доступна ³⁴, если $k_z^2 > 2 \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 + \frac{\omega_p^2(x)}{\omega_{He}^2} \right]$. Такая волна может быть создана с помощью замедляющей системы с пространственным периодом $2\pi/k_z$. В области между поверхностью замедляющей системы и границей плазмы (вернее, до поверхности с концентрацией, при которой $\omega_p = \omega$) поле волны убывает как $\exp \left\{ - \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right)^{1/2} x \right\}$. Если требуемое замедление невелико, $k_z^2 \approx 2 \frac{\omega^2}{c^2}$, характерная длина убывания сравнительно велика, порядка длины волны в вакууме.

В отмеченных случаях уменьшение барьерного «ослабления» приводит к трансформации с эффективностью порядка единицы.

1.4. Результаты расчетов эффективности трансформации

Количественные формулы для A_T получены только в немногих случаях. Главным образом это те случаи, когда система «холодных» волновых уравнений сводится к одному уравнению 2-го порядка, т. е. для изотропной плазмы и для нормального падения

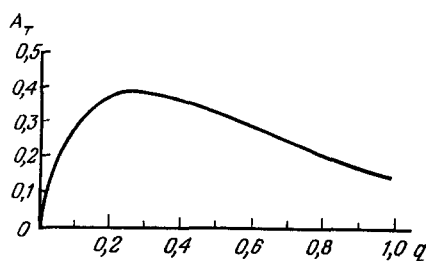


Рис. 6. Коэффициент трансформации A_T для слабо неоднородной изотропной плазмы ¹¹.

в работе ¹¹ получено выражение, пригодное для всех q (рис. 6). Максимальное значение $A_T = 0,4$ достигается при $q \approx 0,25$.

При нормальном падении на слой магнитоактивной плазмы задача сводится к решению уравнения (см. (32))

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{\epsilon^2 - g^2}{\epsilon} \right) E = 0, \quad (38)$$

$$g = i\epsilon_{xy}^0 = \sum_{e, i} \frac{\omega_{He}^2}{\omega(\omega^2 - \omega_{He}^2)}.$$

ной плазмы и для нормального падения ($k_z = k_y = 0$) на слой магнитоактивной плазмы при $\alpha = \frac{\pi}{2}$.

В случае слабо неоднородной изотропной плазмы коэффициент трансформации зависит от одного параметра $q = \left(\frac{\omega l}{c} \right)^{2/3} \sin^2 \theta_0$, где θ_0 — угол падения,

$$\sin^2 \theta_0 = \frac{c^2(k_y^2 + k_z^2)}{\omega^2}.$$

Функция $A_T(q)$ исследовалась в нескольких работах. В работе ⁴ было найдено выражение для A_T при $q \gg 1$, а в ¹² при $q \ll 1$;

При линейной зависимости концентрации от x решения этого уравнения не выражаются через известные функции. Приближенное решение методом фазовых интегралов приводит к выражению (в верхней полосе частот) ⁷

$$A_T = 4e^{-\delta_0} (1 - e^{-\delta_0}) \sin^2 S,$$

$$\delta_0 = \frac{4\sqrt{2}}{3} \left(\frac{\omega l}{c} \right) u^{3/2} \left[(1+u) K \left(\sqrt{\frac{1-u}{2}} \right) - 2uE \left(\sqrt{\frac{1-u}{2}} \right) \right],$$

$$S = \frac{2\sqrt{2}}{3} \left(\frac{\omega l}{c} \right) u^{3/2} \left[(1-u) K \left(\sqrt{\frac{1+u}{2}} \right) + 2uE \left(\sqrt{\frac{1+u}{2}} \right) \right];$$

здесь $u = \frac{\omega_{He}}{\omega}$, K и E — полные эллиптические интегралы. Вообще говоря, метод фазовых интегралов применим при $\frac{\omega l}{c} \gg 1$. При этом A_1 может быть не малым, только если $u \ll 1$. Для таких условий $S = \frac{\delta_0}{2} = 1,75 \frac{\omega l}{c} u^{3/2}$. Зависимость A_1 от δ_0 в этом приближении представлена на рис. 7. а.

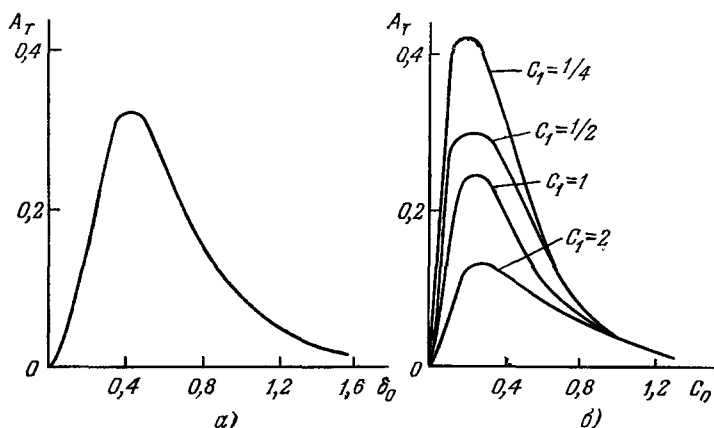


Рис. 7. Коэффициент трансформации при нормальном падении волн на слой плазмы.

Волна поляризована перпендикулярно к магнитному полю, $\alpha = \frac{\pi}{2}$. а) Приближенное решение при $\frac{\omega l}{c} \gg 1$, $\omega_{He} \ll \omega$; б) точное решение для случая, описываемого формулой (39) ²².

Точное решение волнового уравнения (38) можно получить, аппроксимируя $\frac{\epsilon^2 - g^2}{\epsilon}$ какой-либо простой функцией. В работе ²² использовалась аппроксимация

$$\frac{\epsilon^2 - g^2}{\epsilon} = \begin{cases} 1 + C_0 \frac{c}{\omega(x-x_0)} & \text{при } x < x_0, \\ C_1^2 + C_0 \frac{c}{\omega(x-x_0)} & \text{при } x > x_0 \end{cases} \quad (39)$$

и вычислен коэффициент A_T в зависимости от C_0 и C_1 (см. рис. 7, б) *). При $C_1 = 1$ уравнение (38) исследовалось в ³⁷ (см. также ⁸). Аппроксимация (39) имитирует такую зависимость концентрации от x , при которой n плавно нарастает от 0 при $x \rightarrow -\infty$ до постоянной величины n_∞ при

*) В работе ²² рассмотрение проводилось для области частот $\omega \approx 2\omega_{He}$. В действительности, однако, полученные результаты применимы во всей верхней полосе частот.

$x \rightarrow \infty$, причем n_∞ таково, что отсутствует второй (при $x > x_0$) нуль функции $\varepsilon^2 - g^2$. Такая аппроксимация является достаточно реалистической в верхней полосе; в этом случае надо положить

$$C_0 = \left(\frac{\omega_{He}}{\omega} \right)^2 \frac{\omega l}{c},$$

$$C_1^2 = \frac{\omega^2 (\omega^2 - \omega_{He}^2 - 2\omega_{p\infty}^2) + \omega_{p\infty}^4}{\omega^2 (\omega^2 - \omega_{He}^2 - \omega_{p\infty}^2)},$$

$$\omega_{p\infty} = \omega_p(x) \text{ при } x \rightarrow \infty.$$

В работах ^{15, 18} исследован случай, когда в слабо неоднородной плазме точка x_0 является доступной. Трансформация при этом оказывается полной, $A_T = 1$ (в соответствующем «холодном» уравнении имеет место полное поглощение ³⁷). Здесь следует указать, что этот результат справедлив независимо от условия (30).

В случае, когда «холодные» уравнения не сводятся к одному уравнению 2-го порядка, коэффициент A_T был вычислен только для сильно неоднородной плазмы. В работе ¹² это рассмотрение проведено для случая $\alpha = \frac{\pi}{2}$, $k_y = 0$, а в ¹⁷ — для произвольных α и k_y . Для плоского слоя.

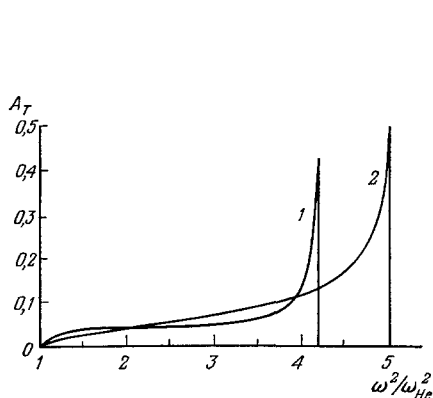


Рис. 8. Коэффициент трансформации для слоя плазмы малой толщины ¹⁷.

$$n(x) = n_{\max} \left(1 - \frac{x^2}{a^2} \right),$$

$$\frac{\omega_{He}^a}{c} = 0,1,$$

$$\frac{\omega_p^2 \max}{\omega_{He}^2} = 4.$$

Нормальное падение волны; поляризация перпендикулярна к \mathbf{H} , ∇n .

$$1 - \alpha = 30^\circ; \quad 2 - \alpha = 90^\circ.$$

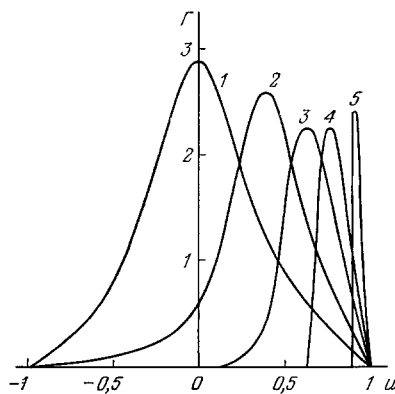


Рис. 9. Графики для расчета трансформации волны, распространяющейся в волноводе, на оси которого помещен плазменный цилиндр с параболическим распределением концентрации ²⁵.

Для круглого волновода постоянная затухания κ (связанная с трансформацией) определяется соотношением $\kappa = \frac{\pi a^2}{b^2} \left(1 - \frac{\omega^2 b^2}{c^2} \right) \Gamma \left(\pm \frac{\omega_{He}}{\omega}, \frac{\omega_p \max}{\omega} \right)$, где a — радиус плазмы, b — радиус волновода ($a \ll b$), знаки \pm соответствуют двум волнам с круговой поляризацией. Для прямоугольного волновода $\kappa = \frac{\pi a^2}{b_1 b_2} \left(1 - \frac{\omega^2 b_1 b_2}{c^2} \right) \left\{ \Gamma \left(\frac{\omega_{He}}{\omega}, \frac{\omega_p \max}{\omega} \right) + \Gamma \left(-\frac{\omega_{He}}{\omega}, \frac{\omega_p \max}{\omega} \right) \right\}$, где b_1 и b_2 — большая и малая стороны волновода. На рисунке приводятся функции $\Gamma(u, v)$ при значениях v^2 : 1 — 4, 0; 2 — 2, 0; 3 — 1, 0; 4 — 0, 6; 5 — 0, 2.

граничащего с обеих сторон с вакуумом, коэффициент трансформации A_T имеет как функция частоты узкий максимум вблизи верхней границы области трансформации. Эта зависимость иллюстрируется рис. 8 (см. также ³⁸). Вычисления для цилиндрической плазмы малых размеров в волноводе были проведены в работе ²⁵. На рис. 9 представлены резуль-

таты вычислений постоянной затухания (затухания на длине волны в волноводе), полученные в предположении полного поглощения возникающей при трансформации плазменной волны.

Как уже упоминалось, некоторые численные расчеты были также выполнены в связи с исследованием резонансов в плазмах малого размера. Обзор результатов этих расчетов можно найти в работе ²⁹ (см. также ²⁸).

В заключение отметим, что равенство $A_0 = A_T$ справедливо с точностью до малых членов порядка γ . Если, однако, $A_0 = 0$, то именно эти члены будут описывать оставшийся слабый эффект. Картина трансформации будет при этом качественно отличаться от описанной выше. То же самое относится и к случаю, когда не выполняется условие $\gamma \ll 1$, что возможно, например, в очень сильно неоднородной плазме, когда концентрация заметно меняется на расстояниях порядка длины волны плазменных колебаний. Трансформация в таких случаях не должна быть связана с особой точкой и может быть «распределенной» по объему. Пример такой трансформации применительно к резонансам плазменных волн рассмотрен в ³⁹. Другим примером трансформации, связанной с сильной неоднородностью, может служить многократно обсуждавшееся в литературе возбуждение плазменных волн при падении электромагнитной волны на плазму с резкой границей.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН ПЛАЗМОЙ

В этой главе описываются экспериментальные исследования поглощения высокочастотных волн плазмой при низкой частоте столкновений, когда обычное столкновительное поглощение не существенно. В таких условиях поглощение вне области циклотронных резонансов может быть связано с трансформацией падающей волны в медленную плазменную волну, которая эффективно затухает в плазме. Поэтому мы будем сопоставлять экспериментальные данные о поглощении с теорией линейной трансформации волн в неоднородной одномерной плазме, рассматривавшейся в предыдущей главе. Основные качественные выводы теории, которые используются при сопоставлении, могут быть сформулированы следующим образом.

1. Линейная трансформация волн происходит в области плазмы, в которой обращается в бесконечность «холодный» показатель преломления волны, распространяющейся в направлении изменения параметров плазмы. Соответственно должны существовать три полосы частот, в пределах которых возможна трансформация (см. рис. 3). Положение двух высокочастотных полос (верхней и средней) определяется соотношениями (34) — (37). Существенно отметить, что оно зависит от угла между градиентом концентрации и магнитным полем, но не зависит от направления падения волны.

2. Эффективность линейной трансформации определяется в первую очередь «доступностью» области трансформации для падающей волны и величиной градиента концентрации. При наличии области непрозрачности эффективность трансформации максимальна, когда характерные размеры порядка средней длины волны, и падает при уменьшении и увеличении размеров. Максимальная величина эффективности зависит от способа подведения волны и в типичных условиях достигает нескольких десятков процентов.

3. При размерах плазмы, много больших средней длины волны, для обеспечения эффективной трансформации необходимо ликвидировать область непрозрачности, в которой поле волны экспоненциально падает.

В верхней полосе частот трансформации этого можно достигнуть в неоднородном магнитном поле при вводе волн в плазму в области, где магнитное поле больше циклотронного. В средней полосе частот размеры области непрозрачности можно существенно уменьшить, если вводить в плазму волны с предельным замедлением.

4. Эффективность линейной трансформации волн не зависит от частоты столкновений и температуры заряженных частиц плазмы в широких пределах их изменения. Эти параметры влияют лишь на длину поглощения плазменных волн.

Проявления трансформации волн могут быть различными в зависимости от соотношения между длиной поглощения медленных плазменных волн и размерами плазмы. В большинстве случаев длина поглощения плазменных волн много меньше размеров плазмы. При этом плазменная волна, возникшая в результате трансформации, полностью поглощается и эффективность поглощения равна эффективности трансформации. В случаях, когда длина поглощения плазменных волн мала по сравнению с размерами плазмы, трансформация может приводить к возбуждению объемных резонансов плазменных волн.

Обнаружение объемных резонансов плазменных волн в плазме малых размеров было первым по времени экспериментальным свидетельством трансформации волн. К настоящему времени опубликовано много работ по плазменным резонансам. Краткий обзор результатов этих работ дается в п. 2.1.

В пп. 2.2, 2.3 описываются и обсуждаются экспериментальные исследования поглощения высокочастотных волн плазмой в условиях, когда могла быть существенной линейная трансформация. В соответствии с этим рассматриваются лишь эксперименты, в которых частота столкновений заряженных частиц была много меньше частоты поля. Не рассматриваются исследования циклотронного поглощения, а также эксперименты, в которых явно проявлялись нелинейные механизмы взаимодействия.

2.1. Возбуждение резонансов плазменных волн

Резонансные эффекты при взаимодействии волн с плазмой в отсутствие магнитного поля были впервые обнаружены еще в ранней работе Тонкса⁴⁰. Позже эти эффекты исследовались в работах^{41-45, 27} и во многих других.

Обширный список литературы по плазменным резонансам можно найти в монографиях^{29, 46}.

В экспериментах по возбуждению плазменных резонансов осуществлялось зондирование сверхвысокочастотными волнами цилиндрической газоразрядной плазмы малого по сравнению с длиной волны диаметра. Зондирование проводилось с помощью антенн, резонаторов, волноводов.

Рис. 10. Схема зондирования плазмы в экспериментах по плазменным резонансам (волноводный вариант).

1 — газоразрядный баллон, 2 — волновод. Стрелками показано направление высокочастотного электрического поля (E) и направление зондирования (P).

размещавшихся таким образом, чтобы направление распространения волны и высокочастотное электрическое поле были перпендикулярны к оси баллона с плазмой (см. схему на рис. 10). Исследовалось рассеяние, отражение и прохождение электромагнитных волн, а в некоторых опытах также и тепловое излучение плазмы. Зависимости коэффициентов передачи, отражения и мощности излучения от тока разряда (т. е. от концен-

трации электронов) характеризуются наличием серии относительно узких максимумов или минимумов, положение которых зависит от условий эксперимента (их называют обычно резонансами Тонкса — Даттнера). Типичная кривая проходящего через волновод с плазмой сигнала представлена на рис. 11. Самый большой пик (его называют главным) наблюдается при максимальной концентрации электронов, в несколько раз большей критической концентрации n_c , при которой плазменная частота равна частоте поля. Остальные пики соответствуют меньшим концентрациям, причем их амплитуда убывает по мере уменьшения концентрации. Последний из серии пиков обычно наблюдается при максимальной концентрации, близкой к критической. Лишь в нескольких экспериментах были замечены слабые максимумы отраженного сигнала при концентрациях, несколько меньших критической; их амплитуда была много меньше основных.

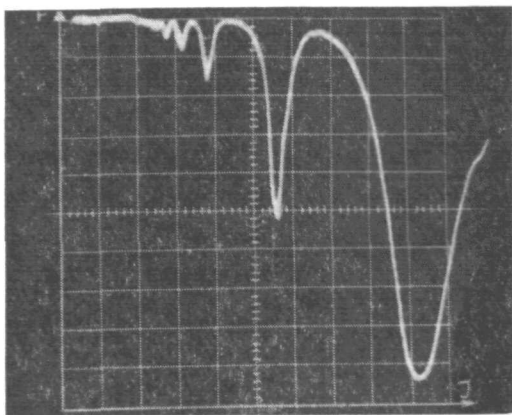


Рис. 11. Ослабление волн в волновод с плазмой в зависимости от тока разряда⁴².

Разряд в парах ртути, $p = 2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., $f \approx 3$ Гц; по оси ординат — амплитуда прошедшей через волновод волны.

Главный максимум отражения, как было установлено еще в работах^{40, 41}, соответствует резонансу рассеяния волн на цилиндре холодной плазмы. В случае, когда размеры плазмы много меньше длины волны в вакууме, условие такого резонанса определяется известным соотношением

$$\epsilon + \epsilon_b = 0, \quad \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 + \epsilon_b, \quad (40)$$

где $\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ — эффективная электрическая проницаемость плазмы, ϵ_b — среды, окружающей плазму (в случае тонкого цилиндрического баллона ϵ_b оказывается промежуточной между значениями ϵ материала баллона и вакуума). При выполнении условия (40) резко увеличивается поле внутри плазмы и рассеянное поле.

Природа остальных пиков на кривых типа рис. 11 была установлена значительно позже (см. ^{47, 27, 29}). Их удалось объяснить возбуждением объемных резонансов продольных плазменных волн. Распространение продольных волн при отсутствии магнитного поля приближенно описывается дисперсионным уравнением

$$\omega^2 = \omega_p^2 + 3k^2 v_{Te}^2, \quad (41)$$

справедливым при $\omega^2 \gg k^2 v_{Te}^2$. Из уравнения видно, что продольные волны могут распространяться в области $\omega_p < \omega$ или $n < n_c$. Область распространения волн ограничена также со стороны малых концентраций — при приближении фазовой скорости к тепловой скорости электронов резко возрастает бесстолкновительное затухание волн и их распространение оказывается невозможным. В условиях экспериментов по плазменным резонансам область распространения плазменных волн при $n_{\max} > n_c$ простирается от поверхности $n(r) = n_c$ почти до границ плазмы. Это

связано с тем, что в разрядах низкого давления концентрация электронов в основной части баллона изменяется обычно в ограниченных пределах — от n_{\max} до $(0,3-0,5) n_{\max}$ и резко падает лишь в пристеночном слое толщиной порядка дебаевского радиуса. Поскольку толщина слоя много меньше длины волны ($kr_D \ll 1$), можно полагать, что плазменные волны отражаются от этого слоя без большого ослабления. В результате между границей плазмы и поверхностью $n(r) = n_c$ ($\omega_p = \omega$) должна образовываться радиальная стоячая волна. При малых потерях, когда возможны многократные отражения, возбуждение волн приобретает резонансный характер. Условие резонансов в приближении геометрической оптики может быть представлено в виде ²⁷

$$\int_{r_c}^a \left[k^2(r) - \frac{s^2}{r^2} \right]^{1/2} dr = m\pi + \varphi, \quad (42)$$

при $a \gg r_d$

$$\int_{r_c}^a k(r) dr = m\pi + \varphi,$$

где m — число узлов стоячей волны между границей плазмы ($r = a$) и поверхностью $n = n_c$ ($r = r_c$), φ — суммарное изменение фазы при отражениях от этих поверхностей, величина s зависит от способа возбуж-

ждения: при дипольном возбуждении $s = 1$, при квадрупольном $s = 2$ и т. д.

Вычисление условий резонансов в предположении, что продольные волны отражаются от границы плазмы (от стенок баллона), приводит к результатам, которые хорошо соответствуют экспериментальным данным. Это видно из рис. 12, на котором результаты одной из серий экспериментов сопоставляются с результатами расчета.

Амплитуда резонансных эффектов определяется затуханием про-

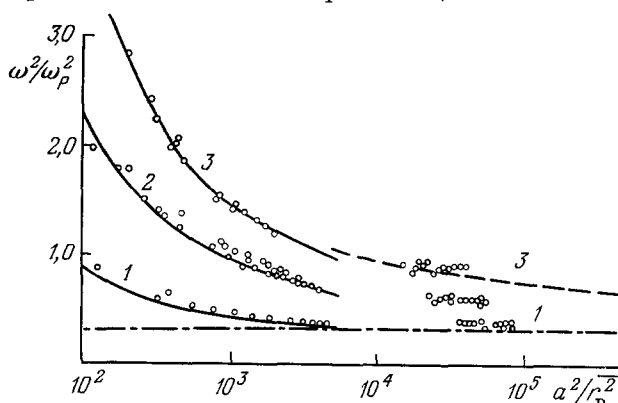


Рис. 12. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных о положении плазменных резонансов ²⁷. Экспериментальные данные (точки) получены для разряда в парах ртути при дипольном возбуждении резонансов. $a=0,5$ см, $b=2,1$, $f=200-3000$ МГц. Сплошные кривые представляют результаты численного интегрирования волнового уравнения; штриховая линия — результаты расчета по формуле (42); штрих-пунктирная линия соответствует формуле (40). 1 — главный резонанс; 2 — $m=1$; 3 — $m=2$.

дольных плазменных волн. Наблюдающееся на опыте уменьшение амплитуды с ростом номера резонанса (см. рис. 11) объясняется расширением области распространения плазменных волн, приводящим к увеличению их затухания. Особенно сильно должно возрастать бесстолкновительное затухание вблизи границы, поскольку уменьшение граничной концентрации приводит к соответствующему уменьшению фазовой скорости волны [см. (41)] ^{47 *}.

*) Вывод о росте затухания плазменных волн при уменьшении граничной концентрации или при «размывании» граничной области, в которой концентрация падает до нуля, подтверждается экспериментами по рассеянию радиоволн на метеорных следах. В этих экспериментах обычно удается наблюдать лишь один главный резонанс (см., например, ⁴⁸).

Соответствие экспериментальных данных о положении резонансов Тонкса — Даттнера расчету условий радиальных резонансов плазменных волн подтверждает приведенную интерпретацию. В последнее время получены также и другие подтверждения возникновения плазменных волн при возбуждении резонансов.

В эксперименте ⁴⁹ обнаружено комбинационное рассеяние электромагнитных волн на плазменных колебаниях, возникающих при возбуждении резонансов. К волноводу, в который был введен баллон с плазмой, подводились сигналы двух частот — частоты, близкой к плазменной для возбуждения резонансов, и частоты, в несколько раз большей плазменной. Было показано, что заметный сигнал разностной частоты регистрируется лишь в условиях, при которых возбуждаются плазменные резонансы. Амплитуда этого сигнала по порядку величины согласуется с ожидаемой.

В работе ⁵⁰ возбуждение волн в плазме в условиях, соответствующих первым резонансам, осуществлялось с помощью очень коротких сверхвысокочастотных импульсов (длительностью ~ 1 нсек). Были обнаружены отраженные импульсы со значительным запаздыванием, которые удалось связать с возбуждением плазменных волн. Время запаздывания первого из них соответствовало времени распространения медленной плазменной волны от места рождения к границе плазмы и обратно. Остальные более слабые импульсы соответствовали многократным отражениям плазменной волны.

Наконец, в работе ⁵¹ проведены измерения радиального распределения высокочастотных электрических полей в плазме при возбуждении первых резонансов Тонкса — Даттнера. Измерения, проведенные с помощью подвижного штыревого зонда, показали возникновение радиальной структуры с масштабом в несколько десятков раз меньшим вакуумной длины волны. Эта структура связана, по-видимому, со стоячей плазменной волной.

Таким образом, эксперименты по плазменным резонансам свидетельствуют о возбуждении в плазме медленных продольных волн под действием падающих извне электромагнитных волн, т. е. о трансформации волн.

Показательно то обстоятельство, что основные резонансные пики наблюдаются лишь в тех случаях, когда максимальная концентрация электронов больше критической, и в объеме плазмы имеется поверхность $\omega_p = \omega$, вблизи которой происходит трансформация волн, связанная с неоднородностью плазмы.

Перейдем теперь к описанию исследований возбуждения резонансов плазменных волн в магнитном поле вблизи гармоник электронной циклотронной частоты. Начало этим исследованиям было положено работой ⁵², в которой обнаружено интенсивное излучение на гармониках электронной циклотронной частоты вплоть до очень высоких (до 45-й), а также экспериментами ⁵³, выявившими наличие особенностей поглощения вблизи циклотронных гармоник. После этих экспериментов исследованию излучения, поглощения и рассеяния волн вблизи циклотронных гармоник было посвящено большое число работ (см. ⁴⁶). В большинстве работ эксперименты проводились с плазмой в цилиндрическом баллоне малого диаметра, вдоль оси которого направлено магнитное поле. Схемы зондирования плазмы были аналогичны упоминавшимся выше. Особенности вблизи гармоник электронной циклотронной частоты во всех экспериментах проявлялись лишь в том случае, если максимальное значение верхней гибридной частоты в объеме плазмы превосходило частоту поля ($\omega_{UH} > \omega$). На рис. 13 приведены типичные кривые зависимости

поглощения сверхвысокочастотных волн от магнитного поля, полученные в работе ⁵⁴. На кривых ясно видна тонкая структура особенностей вблизи 2-й гармоники циклотронной частоты. В этой области наблюдаются серии пиков поглощения, причем расстояние между пиками зависит от концентрации электронов. Аналогичные особенности в спектре излучения плазмы были обнаружены в работах ^{55, 56}.

В работе ⁵⁴ проведено сопоставление наблюдавшихся пиков поглощения вблизи 2-й циклотронной гармоники с резонансами слабо затухающих плазменных волн, распространяющихся поперек магнитного поля. При не очень высокой температуре плазмы дисперсионное уравнение для плазменных волн, распространяющихся поперек магнитного поля, вблизи 2-й гармоники имеет вид

$$(4\omega_{He}^2 - \omega^2)(\omega_{He}^2 + \omega_p^2 - \omega^2) = 3\omega_p^2 k^2 v_{Te}^2 \quad (43)$$

(здесь опущены члены, пропорциональные $(kv_{Te})^4$ и более высоким степеням). Оно определяет условия распространения волн:

$$\text{при } \omega < 2\omega_{He} \quad \sqrt{\omega_p^2 + \omega_{He}^2} > \omega, \quad (44)$$

$$\text{при } \omega > 2\omega_{He} \quad \sqrt{\omega_p^2 + \omega_{He}^2} < \omega.$$

В экспериментах ⁵⁴ были зарегистрированы пики поглощения при

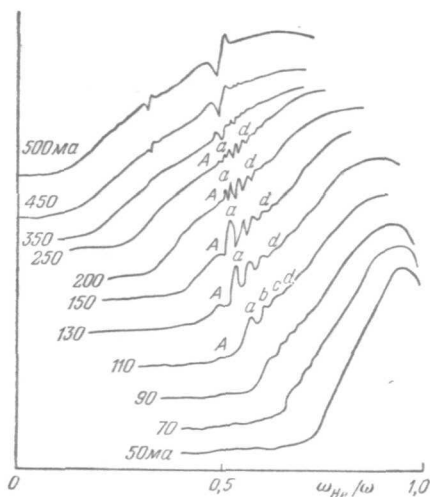


Рис. 13. Поглощение волн плазмой в зависимости от магнитного поля ⁵⁴.

He, $p = 0,3$ мм рт. ст., $a = 0,4$ см, $f \approx 5$ Гц. Кривые, полученные при различных токах разряда, смещены по вертикали; значения токов указаны на рисунке.

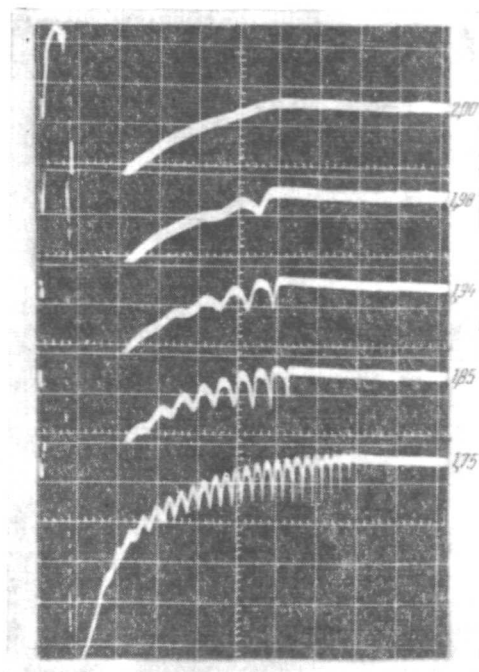


Рис. 14. Отражение волн от волновода с плазмой в процессе ее распада ⁵⁷.

Неон, $p = 0,02$ мм рт. ст., $f \approx 400$ МГц. Различные кривые получены при различных значениях магнитного поля; соответствующие величины $\frac{\omega}{\omega_{He}}$ представлены справа.

$\omega \leq 2\omega_{He}$. При этом плазменные волны могут распространяться внутри области, ограниченной неравенством (44). Естественно предположить, что пики поглощения соответствуют радиальным «внутренним» резонансам. Условие таких резонансов в приближении геометрической оптики может

быть записано в виде, аналогичном (42):

$$\int_{r_1}^{r_2} \left[k^2(r) - \frac{s^2}{r^2} \right]^{1/2} dr = \left(m + \frac{1}{2} \right) \pi, \quad (45)$$

где r_1 — радиус, при котором частота поля равна верхней гибридной частоте, r_2 — точка поворота вблизи оси, m — число узлов стоячей волны в области от r_1 до r_2 . Результаты расчета условий резонанса по формуле (45) хорошо соответствуют экспериментальным данным.

Детальное сравнение экспериментальных данных о положении пиков поглощения с данными расчета приведено в работе ⁵⁷. На рис. 14 приведены кривые отражения волн от полоскового волновода, в который был введен баллон с плазмой, полученные при изменении концентрации в процессе распада плазмы. Видно, что при отходе от второй гармоники число наблюдаемых резонансов растет. Это соответствует уменьшению длины волны продольных колебаний (см. (43)). Как видно из рис. 15, экспериментальные

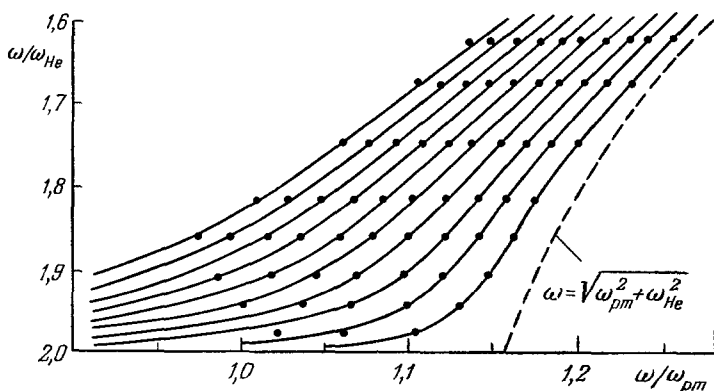


Рис. 15. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных о положении резонансов плазменных волн ⁵⁷.

Точки — экспериментальные данные, сплошные линии рассчитаны с помощью формулы (43).

данные о положении резонансных пиков хорошо согласуются с расчетом по формуле (45). В работе ⁵⁷ обнаружены и исследованы также резонансы поглощения при $\omega > 2\omega_{He}$. При этом плазменные волны могут распространяться от области $\omega_U(r) = \omega$ в сторону меньших концентраций (см. (44)) и резонансы образуются в результате отражений волн от этой области и от границ плазмы. При уменьшении магнитного поля эти резонансы переходят в плазменные резонансы Тонкса — Даттнера, рассмотренные выше.

Как показано в работе ⁵⁸, резонансы плазменных волн при $\omega > 3\omega_{He}$ в определенных условиях могут быть подавлены. Эффект «подавления» резонансов был зарегистрирован в баллонах относительно большого диаметра, при условиях, когда скачок концентрации на границе плазмы практически отсутствовал. По-видимому, он связан с затуханием плазменных волн в области, в которой велик показатель преломления (вблизи границ плазмы).

Таким образом, имеющиеся данные о возбуждении плазменных резонансов в магнитном поле подтверждают существование эффективной трансформации вводимых извне электромагнитных волн в продольные волны, распространяющиеся поперек магнитного поля. Можно отметить,

что резонансы наблюдаются лишь при максимальном значении верхней гибридной частоты, большем частоты поля, т. е. когда в объеме плазмы имеется область трансформации, связанной с особенностью поля [см. формулы (34), (35) и рис. 3].

В ряде экспериментов получены прямые доказательства возбуждения плазменных волн при частотах, близких к гармоникам электронной циклотронной частоты, основанные на измерениях распределения высокочастотного поля в плазме (см., например, ⁵⁹⁻⁶³). В этих экспериментах волны возбуждались в плазме посредством элемента связи конденсаторного или зондового типа, причем длина волны вне плазмы была много больше размеров плазмы. С помощью подвижного высокочастотного зонда определялось радиальное распределение поля в объеме плазмы. Характерное распределение, полученное в работе ⁶², приведено на рис. 16. Распреде-

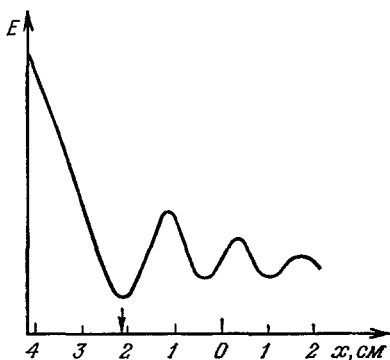


Рис. 16. Распределение высокочастотного поля в плазме при возбуждении волн с помощью зонда ⁶².

He, $p = 5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., $a = 5$ см, $n \approx 10^8$ см⁻³, $H \approx 100$ э, $f = 500$ Мгц. Стрелкой отмечена точка, в которой $\omega_U(r) = \omega$.

ление представляет суперпозицию высокочастотного поля, создаваемого элементом связи (оно спадает внутрь плазмы), и плазменных волн, распространяющихся в области $\omega_U > \omega$. Фазовая скорость плазменных волн, определенная по их длине волны, близка к расчетной.

Недавно были предприняты эксперименты по возбуждению плазменных волн при условиях, соответствующих объемным резонансам в магнитном поле, с помощью коротких сверхвысокочастотных импульсов ⁶⁴. В этих экспериментах (аналогичных ранее упомянутым опытам ⁵⁰) по запаздыванию отраженных от плазмы сигналов можно было определить время распространения плазменных волн от области трансфор-

мации до оси плазменного шнура и тем самым установить локализацию области трансформации. В диапазоне условий экспериментов эта область совпадала с поверхностью $\omega = \omega_U(r)$. Кроме того, по амплитуде отраженных импульсов можно было судить о величине коэффициента трансформации. Она оказалась масштаба нескольких десятых, в согласии с теоретическими оценками.

До сих пор мы говорили о возбуждении резонансов плазменных волн в результате «локализованной» трансформации, связанной с особенностью поля. Следует, однако, обратить внимание на возможное влияние и другого механизма «распределенной» по объему трансформации волн в неоднородной плазме, существенного при условиях, когда характерные размеры неоднородности сравнимы с длиной волны плазменных колебаний (см. стр. 431). О наличии такого механизма свидетельствует, по-видимому, работа ⁶¹. Представленные в ней измерения распределения амплитуды и фазы поля плазменных волн, возбуждавшихся с помощью элемента связи конденсаторного типа, показали, что в плазме возникала бегущая плазменная волна, групповая скорость которой была направлена от оси к периферии плазмы. Авторы полагают, что в условиях проводившегося эксперимента определяющую роль играла «распределенная» трансформация в центральной части плазмы. Этот механизм был тем более существен, что при использовавшемся способе возбуждения волн создавалась такая их поляризация, при которой эффективность трансформации, связанной с особенностью поля, относительно мала (см. п. 1.2). «Распределенная»

трансформация могла оказывать существенное влияние на возбуждение плазменных колебаний и в некоторых других экспериментах — в тех случаях, когда их длина волны сравнима с характерными размерами неоднородности.

2.2. Поглощение в полосе частот между электронной циклотронной и верхней гибридной частотами

Поглощение в области частот, соответствующей наиболее высокочастотной полосе трансформации ($\omega_{He} < \omega < \omega_{U \max}$) отмечалось во многих работах. Первые данные о зависимости эффективности поглощения сверхвысокочастотных волн плазмой от магнитного поля были получены в работах ^{65, 53} при малых (по сравнению с длиной волны) поперечных размерах плазмы. В этих работах исследовалось излучение и поглощение волн газоразрядной плазмой, создававшейся в баллоне малого диаметра, вдоль оси которого было направлено магнитное поле. Было показано, что при достаточно большой концентрации электронов магнитное поле, соответствующее максимуму поглощения, оказывается меньше циклотронного поля, причем смещение возрастает с ростом концентрации. Судя по заключениям авторов, максимум поглощения соответствует равенству частоты поля некоему среднему значению верхней гибридной частоты. Впрочем, необходимые для количественного анализа данные о концентрации электронов приводятся лишь в работе ⁶⁵ для очень ограниченного диапазона условий. Следует также отметить, что измерения эффективности поглощения ⁵³ проводились при относительно высоких давлениях газа, при которых отношение частоты столкновений электронов к частоте поля не очень мало. При этом должно было играть определенную роль обычное столкновительное поглощение падающей волны.

Исследования поглощения волн в плазме малых поперечных размеров при частоте столкновений, много меньшей частоты поля, представлены в недавних работах ⁶⁶⁻⁶⁸. Мы остановимся здесь на экспериментах, описанных в работах ^{66, 67}, поскольку они охватывают более широкий диапазон параметров плазмы. Эксперименты проводились с аргоновой плазмой, создававшейся посредством электродного разряда в стеклянном баллоне диаметром 1 см и длиной 25 см. Магнитное поле было направлено вдоль оси. Концентрация электронов на оси измерялась с помощью зонда. Баллон помещался в волновод 10-сантиметрового диапазона под малым углом к оси, обеспечивающим согласование (см. схему на рис. 17).

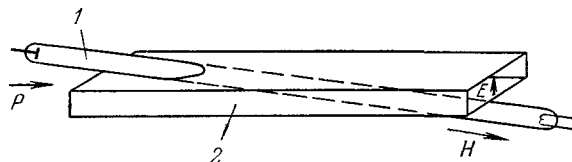


Рис. 17. Схема зондирования плазмы в экспериментах ^{66, 67}. 1 — баллон с плазмой, 2 — волновод. Стрелками показаны направления магнитного поля (H), высокочастотного электрического поля (E) и направления зондирования (P).

С помощью этого волновода проводились измерения коэффициента отражения и эффективности поглощения. На рис. 18 представлены типичные результаты измерений ослабления прошедшего через волновод с плазмой сигнала при малом уровне подводимой сверхвысокочастотной мощности. Следует отметить слабую зависимость результатов от давления газа,

т. е. от частоты столкновений электронов в диапазоне условий экспериментов ($\nu/\omega = 10^{-2} - 10^{-3}$).

При рассмотрении экспериментальных результатов работ ⁶⁶⁻⁶⁸ следует иметь в виду, что в условиях этих опытов градиент концентрации в области

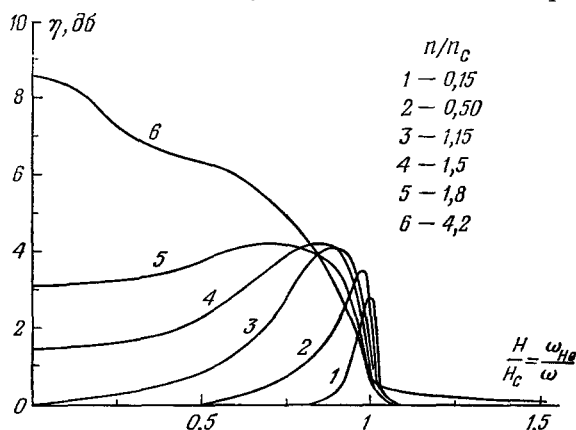


Рис. 18. Ослабление волн в волноводе с плазмой ⁶⁶.

Аг, $p = 0,03$ мм рт. ст., $a = 0,5$ см, $f = 3,15$ Гц.

взаимодействия волн с плазмой направлен перпендикулярно к магнитному полю (магнитное поле по оси, градиент — по радиусу). Поэтому трансформация волн должна происходить в области плазмы, в которой частота поля равна верхней гибридной частоте $\omega = \omega_U = [\omega_p^2(r) + \omega_{He}^2]^{1/2}$ [см. формулу (35)]. При фиксированной частоте диапазон магнитных полей, в пределах которого внутри плазмы имеется область трансформации, определяется диапазоном из-

менения концентрации внутри плазмы. Если концентрация изменяется от 0 до n_{\max} , то трансформация оказывается возможной в диапазоне магнитных полей, ограничиваемом неравенством

$$\omega_{He}^2 + \omega_{p\max}^2 > \omega^2 > \omega_{He}^2$$

или

$$1 - \frac{\omega_{p\max}^2}{\omega^2} < \frac{\omega_{He}^2}{\omega^2} < 1,$$

$$1 - \frac{n_{\max}}{n_c} < \left(\frac{H}{H_c}\right)^2 < 1.$$

В соответствии с этим при максимальной концентрации электронов, меньшей критической ($n_{\max} < n_c$, $\omega_{p\max} < \omega$), поглощение наблюдалось в диапазоне магнитных полей от циклотронного поля H_c , при котором $\omega_{He} = \omega$, до поля, при котором $\omega_{U\max} = \omega$. Отсутствие заметного поглощения при магнитных полях, больших циклотронного, видно из рис. 18. Соответствие минимальных значений поля условию $\omega_{U\max} = \omega$ иллюстрируется рис. 19. При $n_{\max} > n_c$ ($\omega_{p\max} > \omega$) поглощение наблюдалось во всем диапазоне магнитных полей от нуля до циклотронного поля.

Общий ход кривых зависимости эффективности поглощения от магнитного поля, представленных на рис. 18, объясняется смещением поверхности эффективной трансформации $\omega_U(r) = \omega$ от оси к периферии при изменении поля от H_{\min} до H_c . Первоначальный рост поглощения связан с увеличением этой поверхности. По мере ее смещения к границам плазмы

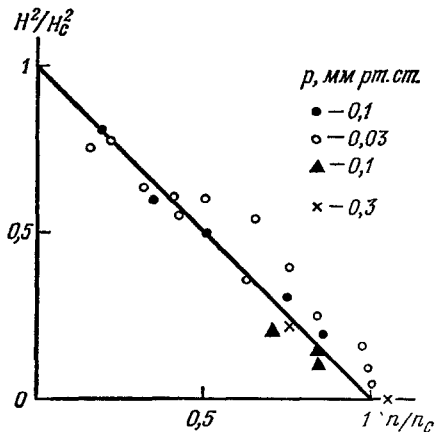


Рис. 19. Минимальные значения магнитного поля, ограничивающие область поглощения волн ⁶⁶.

Сплошная линия соответствует условию $\omega_{U\max} = \omega$.

эффективность поглощения снова уменьшается из-за увеличения относительного градиента концентрации в области трансформации. Данные об эффективности поглощения при концентрациях электронов, близких к пороговым, можно сравнить с результатами расчета эффективности

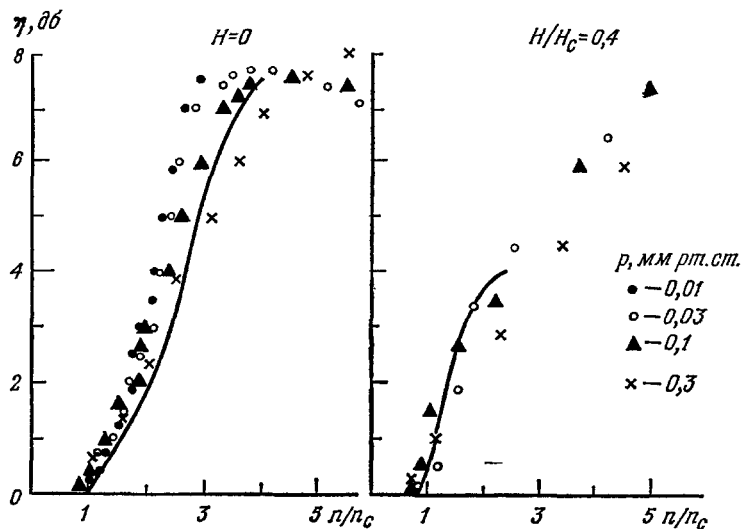


Рис. 20. Сопоставление результатов измерений поглощения волн с результатами расчета эффективности трансформации⁶⁹.

Экспериментальные точки соответствуют давлениям, указанным на рисунке; сплошные линии представляют результаты расчета.

линейной трансформации, выполненного для условий, соответствующих описываемым экспериментам²⁵ (в расчете принималось параболическое распределение электронов по радиусу). Такое сопоставление проведено на рис. 20, где представлены результаты расчета вместе с экспериментальными данными о зависимости поглощения от концентрации при отсутствии магнитного поля и при фиксированном его значении⁶⁹. Видно удовлетворительное согласие результатов.

Следует заметить, что в некоторых опытах на кривых зависимости поглощения от магнитного поля наблюдались слабые максимумы вблизи гармоник электронной циклотронной частоты (см. ⁵³, ⁶⁶). Эти особенности связаны, по-видимому, с резонансами плазменных волн, рассматривавшимися в предыдущей главе.

Систематические исследования поглощения сверхвысокочастотных волн плазмой с поперечными размерами порядка длины волны представлены в работах ⁷⁰⁻⁷³. В этих работах изучалось формирование водородной плазмы под действием сверхвысокочастотной мощности в однородном магнитном поле и в магнитных ловушках с пробочной конфигурацией поля. Для формирования плазмы использовались стационарные и импульсные источники трехсантиметрового диапазона волн. Сверхвысокочастотная энергия подводилась к плазме с помощью цилиндрического волновода, в котором возбуждалась волна TE_{11} с электрическим полем, направленным перпендикулярно к оси. Плазма создавалась в диэлектрическом баллоне, вводившемся в волновод (см. схему на рис. 21). Концам баллона придавалась коническая форма для уменьшения отражений.

Плазма формировалась при магнитном поле, соответствующем электронному циклотронному резонансу. Затем магнитное поле изменялось и фиксировались его предельные значения, ограничивающие область

параметров, в пределах которой удастся поддерживать существование плазмы под действием сверхвысокочастотной мощности (область «существования» плазмы) *). В процессе экспериментов определялись с помощью

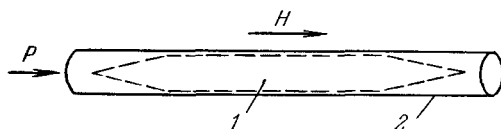


Рис. 21. Схема экспериментов по формированию плазмы под действием сверхвысокочастотной мощности $70-73$.

1 — баллон с плазмой, 2 — волновод.

СВЧ методов и диамагнитных зондов концентрация и средняя энергия электронов. Измерялась также эффективность поглощения волн в волноводе с плазмой. Диапазон значений параметров плазмы в описываемых экспериментах приведен в таблице.

Результаты определения области существования плазмы представлены на рис. 22. По оси ординат на этом рисунке отложены значения магнитного поля, ограничивающие область существования плазмы в различных

Характеристики вводимой мощности

$f = \frac{\omega}{2\pi}$, гц	w , ат/см ³
10^{10}	0,01—200
w — мощность, вводимая в единицу объема плазмы.	

Параметры плазмы

a , см	H , э	p , мм рт. ст.	n_{\max} , см ⁻³	U_e , эв
2—4	0—6000	10^{-4} — 10^{-1}	10^9 — 10^{14}	1— 10^3
a — радиус плазмы, p — давление водорода, U_e — средняя энергия электронов.				

Безразмерные параметры

a/λ	ω_{He}/ω	ν/ω	ω_p/ω
0,5—1,5	0—2	10^{-2} — 10^{-5}	$3 \cdot 10^{-2}$ —10

экспериментах, по оси абсцисс — средняя по сечению плазмы концентрация электронов. Эксперименты показали, что в пределах области существования плазмы эффективность поглощения изменяется от 50 до 90% почти во всем диапазоне изменения параметров. Лишь при приближении к границам области (начиная с магнитных полей, отличающихся на 1—2% от граничных) эффективность поглощения падала. Это показы-

*) При определении области существования плазмы в импульсном режиме изменение магнитного поля осуществлялось за время, меньшее длительности сверхвысокочастотного импульса.

вает, что область существования плазмы под действием сверхвысоко-частотной мощности ограничена условиями эффективного поглощения волн, т. е. что область существования плазмы есть одновременно область эффективного поглощения.

Из рисунка 22 видно, что максимальное магнитное поле, при котором наблюдалось эффективное поглощение, лишь на несколько процентов больше циклотронного поля *) (поля, при котором $\omega_{He} = \omega$). Минимальное магнитное поле при концентрациях электронов меньше критической близко к полю, при котором максимальное значение верхней гибридной частоты равно частоте поля ($\omega_{U\max} = \omega$). Это следует из сопоставления экспериментальных данных с кривой $\omega = \omega_U(\bar{n})$ на рис. 22. При их сравнении нужно иметь в виду, что максимальная концентрация электронов в области взаимодействия волн с плазмой несколько превышает среднюю концентрацию (наибольшее отличие может достигать 1,5—1,7 раза). При концентрациях электронов, больших критической, минимальное магнитное поле было в 20—30 раз меньше циклотронного — при меньших полях нельзя было поддерживать существование плазмы из-за сильной поперечной диффузии.

Таким образом, установленные границы области эффективного поглощения определяются неравенством $\omega_{He} < \omega < \omega_{U\max}$. Они соответствуют границам высокочастотной полосы трансформации волн при угле между магнитным полем и градиентом концентрации $\alpha = 90^\circ$ [см. формулы (34), (35)]. В описываемых экспериментах угол изменялся по длине баллона с плазмой и в средней части баллона приближался к 90° (направление градиента близко к радиальному). Получение высокой эффективности поглощения в области условий, в которой возможна трансформация, представляется естественным следствием того, что характерные поперечные размеры плазмы порядка длины волны. В этом случае эффективность трансформации и поглощения при падении плоской волны на плазму может достигать десятков процентов (см. пп. 1.3, 1.4). В волноводе эффективность поглощения может быть существенно больше, так как отражения от металлических стенок создают условия для многократного взаимодействия волны с плазмой. Некоторое влияние на эффективность поглощения может оказывать также связь между электромагнитными волнами различной поляризации, возникающая в неоднородной плазме

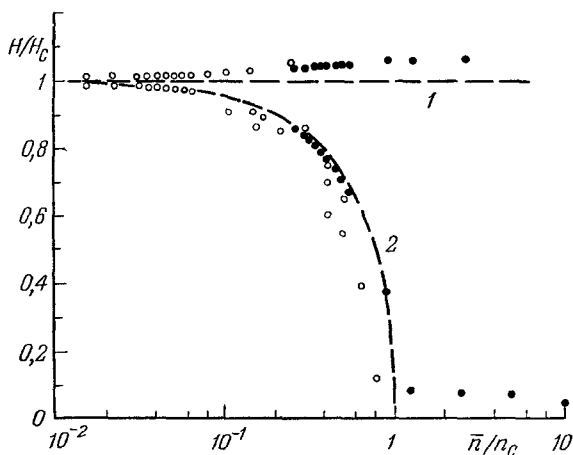


Рис. 22. Область существования плазмы под действием сверхвысокочастотной мощности ⁷⁰⁻⁷³.

Экспериментальные данные получены при давлениях водорода $10^{-2} - 10^{-4}$ мм рт. ст.; штриховые линии соответствуют теоретическим границам верхней полосы трансформации: $\omega = \omega_{He}$ (1) и $\omega = \omega_U$ (2).

*) В некоторых экспериментах при относительно большой частоте столкновений и большой длине взаимодействия волн с плазмой наблюдалось расширение области существования в сторону больших магнитных полей. Мы не рассматриваем здесь эти эксперименты, так как в них было существенным обычное столкновительное поглощение (см. стр. 447).

при условиях, когда показатели преломления этих волн близки (см. рис. 4). На возможное влияние этого эффекта указывается в работе ⁷⁴.

В описываемых экспериментах, как и в рассмотренных ранее, наблюдались особенности поглощения волн вблизи гармоник электронной циклотронной частоты от 2-й до 20-й ^{70, 71}. Они проявлялись в уменьшении коэффициента отражения волн от волновода с плазмой вблизи гармоник; соответственно эффективность поглощения несколько увеличивалась (на 10—20%). Можно думать, что, так же как и в других случаях, особенности вблизи гармоник связаны с условиями распространения продольных волн поперек магнитного поля.

Рассматривая результаты работ ⁷⁰⁻⁷³, необходимо обратить внимание на то, что в согласии с теорией линейной трансформации границы области поглощения волн и эффективность поглощения мало изменялись при значительном изменении частоты столкновений и средней энергии электронов. Экспериментальные данные о границах области эффективного поглощения, полученные при различных давлениях газа, хорошо укладываются на общую кривую (см. рис. 22). Диапазон изменения частоты столкновений, для которого получены эти данные, составляет три порядка ($\nu/\omega = 10^{-2} - 10^{-5}$). Поперечная энергия электронов изменялась в опытах под действием короткого сверхвысокочастотного импульса, длительность которого была меньше времени потерь энергии. Увеличение энергии от нескольких электрон-вольт до 1 кэВ не приводило к значительному изменению эффективности поглощения.

Наконец, следует подчеркнуть слабую зависимость эффективности поглощения от напряженности высокочастотного поля. Данные о поглощении, полученные при различных высокочастотных мощностях, мало отличаются, хотя изменение мощности при фиксированной концентрации электронов достигало двух порядков величины (в импульсном режиме). Это можно считать указанием на то, что механизм поглощения в описанных экспериментах является линейным. Такой результат согласуется с оценкой условий влияния нелинейных эффектов на трансформацию волн в п. 1.2. Максимальная напряженность высокочастотного электрического поля вне плазмы в экспериментах (~ 100 в/см) удовлетворяет, как легко убедиться, неравенству (31).

Связь поглощения и трансформации волн в плазме с поперечными размерами порядка длины волны была недавно подтверждена в работе ⁷⁵, в которой проведены измерения локализации области поглощения. В этом эксперименте плазма создавалась в тороидальной металлической камере, вдоль оси которой было направлено магнитное поле, под действием сверхвысокочастотной мощности трехсантиметрового диапазона волн. При достаточно низких давлениях нейтрального газа в камере ($p \approx 10^{-3}$ мм рт. ст. в водороде) плазма получалась однородной по длине тора. С помощью подвижного электростатического зонда определялось поперечное распределение электронов. Этот же зонд использовался для определения места поглощения сверхвысокочастотной мощности, которое индизировалось по резкому увеличению тока быстрых электронов (ток на зонд регистрировался при отрицательном смещении). Характерные результаты измерений представлены на рис. 23. Во всех случаях область поглощения оказалась локализованной между поверхностью в плазме, на которой верхняя гибридная частота равна частоте поля ($\omega_U = \omega$), и поверхностью, соответствующей значительно большим концентрациям, причем максимальное поглощение всегда смещено относительно поверхности $\omega_U = \omega$ (это видно и из рис. 23). Отсюда следует, что поглощение не может быть связано с «холодными» электромагнитными волнами, так как для них максимум поглощения был бы на поверхности $\omega_U = \omega$,

а в области существенно больших концентраций эти волны вообще не могут распространяться. В то же время плазменные волны должны затухать именно в той области, в которой наблюдалось поглощение, — они образуются на поверхности $\omega_U = \omega$ и распространяются в сторону больших концентраций. Расчеты показали, что длина столкновительного затухания плазменных волн в условиях проводившихся экспериментов близка к экспериментально определенным размерам области поглощения.

Экспериментальные данные о поглощении волн в плазме с размерами, существенно большими длины волны, при условиях, когда возможна линейная трансформация, представлены в работах 76–78. В них эффективность поглощения определялась из измерений интенсивности теплового излучения плазмы (как известно, соотношение между этими характеристиками однозначно определяется электронной температурой). В работах 76, 77 описаны эксперименты с цезиевой плазмой на установке с поверхностной термической ионизацией (так называемой Q-машине). Термическая ионизация в установке осуществлялась на торцевых пластинах, магнитное поле было направлено вдоль оси; при этом градиент концентрации был перпендикулярен к оси. В эксперименте 78 использовалась плазма высокочастотного разряда, создававшегося в баллоне прямоугольной формы.

Измерения интенсивности излучения плазмы (в диапазонах волн 3 и 0,8 см) производились с помощью антенн, располагавшихся вблизи границ плазмы так, чтобы принималось излучение с высокочастотным электрическим полем, поляризованным перпендикулярно к основному магнитному полю.

В экспериментах, выполненных в однородном магнитном поле, излучение в области частот между электронной циклотронной и нижней гибридной оказалось довольно слабым. Его интенсивность была значительно меньше интенсивности излучения черного тела, рассчитанной по электронной температуре. На рис. 24 приведены для примера результаты измерений работы 78, в условиях которых определенную роль играло столкновительное поглощение ($\nu/\omega \approx 10^{-2}$). На кривой видны два максимума. Первый из них, как показано в работе, соответствует появлению отсечки электромагнитной волны (волна перестает проходить через плазму), а второй — циклотронному резонансу, за которым отсечка исчезает. Между максимумами интенсивность поглощения существенно уменьшается. Естественно объяснить этот провал влиянием «барьера» непрозрачности, приводящего к недоступности области трансформации для падающей на плазму волны при размерах плазмы, существенно больших длины волны (см. стр. 426). Как отмечалось выше, ликвидация области непрозрачности между границей плазмы и областью трансформации может быть достигнута в неоднородном магнитном поле, если поле вне плазмы больше циклотронного и уменьшается от периферии к оси (см. рис. 5). Для проверки этого эффекта в экспериментах 76 создавалась поперечная

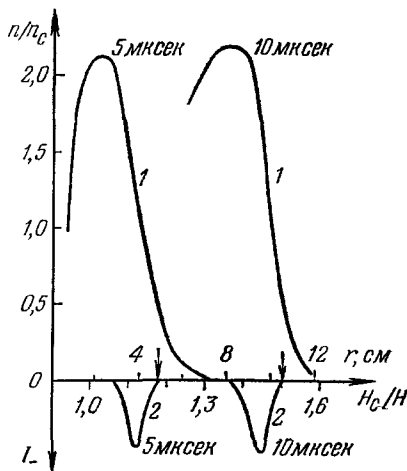


Рис. 23. Локализация области поглощения волн плазмой 75.

H_2 , $p = 10^{-3}$ мм рт. ст., $f = 9,45$ Гц. 1 — концентрация электронов, 2 — ток на зонд при отрицательном смещении; расположение поверхности $\omega_U(r) = \omega$ показано стрелками (данные приводятся для двух моментов времени после начала сверхвысокочастотного импульса).

неоднородность магнитного поля. При условии, когда магнитное поле вблизи приемной антенны было больше циклотронного и в объеме плазмы имелась область, в которой $\omega_U = \omega$, интенсивность излучения оказалась близкой к интенсивности излучения черного тела (рис. 25). Этот результат показывает, что эффективность поглощения близка к 100%. Он находится в соответствии с теоретическим выводом о высокой эффективности линейной трансформации при отсутствии области непрозрачности.

Таким образом, полученные в работах ⁶⁶⁻⁷⁸ экспериментальные данные о поглощении волн плазмой находятся в согласии с теорией линейной

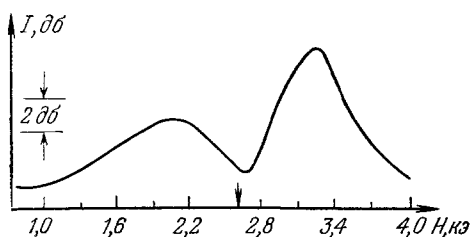


Рис. 24. Интенсивность излучения распадающейся плазмы высокочастотного разряда в зависимости от магнитного поля ⁷⁸.

He, $p = 0,28$ мм рт. ст., $l = 5$ см, $n = 4 \cdot 10^{11}$ см⁻³, $f = 9,15$ ГГц ($2l$ — размер плазмы в направлении зондирования). Стрелкой обозначено поле, при котором $\omega_U \max = \omega$.

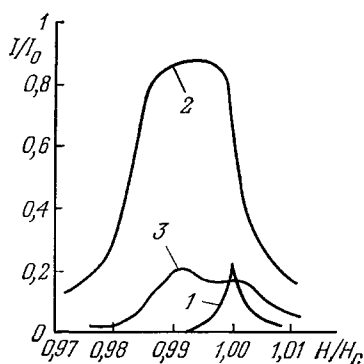


Рис. 25. Интенсивность излучения плазмы в установке с термической понижающей ⁷⁶.

Cs, $a = 1,5$ см, $n = 2 \cdot 10^{11}$ см⁻³, $T \approx 2300^\circ$ К. 1 — однородное магнитное поле; 2 — неоднородное поле, увеличивающееся от оси плазмы к антенне; 3 — неоднородное поле, уменьшающееся от оси плазмы к антенне. По оси ординат отложено отношение измеренной интенсивности излучения к рассчитанной интенсивности излучения черного тела при $T = 2300^\circ$ К (I_0).

трансформации. Поглощение в области частот $\omega_{He} < \omega < \omega_U \max$ наблюдалось также в ряде других работ, посвященных эффектам на гармониках электронной циклотронной частоты, сверхвысокочастотному разряду, формированию и нагреву плазмы в магнитных ловушках под действием сверхвысокочастотной мощности (см., например, ⁷⁹⁻⁸⁵). Мы, однако, не будем рассматривать эти работы, так как в них не исследовались условия и механизм поглощения, отсутствуют сведения об эффективности поглощения. Отметим лишь, что предположение о том, что наблюдавшееся поглощение связано с трансформацией волн, не противоречит экспериментальным данным.

2.3. Поглощение в полосе частот между электронной циклотронной и нижней гибридной частотами

В этом разделе мы рассмотрим экспериментальные работы, в которых получены данные о поглощении в средней полосе частот трансформации. Положение этой полосы, ее границы определяются формулами (34), (36), (37) (см. также рис. 3). Соответствующий диапазон параметров плазмы, в пределах которого возможна трансформация при фиксированной частоте, иллюстрируется рис. 26. На рисунке верхняя полоса трансформации соответствует магнитным полям, меньшим циклотронного, сред-

няя полоса — полям, бóльшим циклотронного. Видно, что при концентрациях, превышающих критическую, трансформация возможна как при магнитных полях меньших, так и при полях бóльших циклотронного. Однако между областями параметров, соответствующими двум полосам трансформации, имеется «зазор» — область, в которой линейная трансформация невозможна. Ширина этого зазора зависит от угла α между градиентом концентрации и магнитным полем. При малых углах зазор мал ($H_c < H < H_c/\cos \alpha$). Он увеличивается с ростом угла и при $\alpha = \frac{\pi}{2}$ охватывает область полей между циклотронным полем и магнитным полем, при котором $\omega_{L \max} = \omega$ ($H_c < H < H_c \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$).

Рассмотрим сначала экспериментальные данные о поглощении сверхвысокочастотных волн при магнитных полях, бóльших циклотронного, и сопоставим условия поглощения с условиями трансформации волн. Прежде всего следует обратить внимание на то, что в экспериментах, описанных в предыдущем разделе, не наблюдалось заметного поглощения при магнитных полях, превышающих циклотронное более чем на несколько процентов. Этот результат согласуется с наличием зазора между областями параметров, соответствующими полосам трансформации волн. В экспериментах ⁵⁶⁻⁶⁸, в которых исследовалась плазма в длинных баллонах малого диаметра, угол между градиентом

концентрации и магнитным полем был близок к 90° и ширина промежутка между высокочастотными областями трансформации, как отмечалось, очень велика. Естественно поэтому, что в диапазоне магнитных полей от циклотронного до поля в 1,5–2 раза бóльшего циклотронного заметное поглощение отсутствовало (см. рис. 18). В работах ⁷⁰⁻⁷³, в которых определялась область существования плазмы под действием сверхвысокочастотной мощности, в условиях бóльшинства экспериментов существование плазмы, создававшейся при циклотронном магнитном поле, прекращалось при увеличении поля на 3–5% по сравнению с циклотронным (см. рис. 22). Это свидетельствует о попадании в область параметров, в которой невозможно бесстолкновительное поглощение. Лишь в некоторых опытах при концентрации электронов, бóльшей критической, при относительно бóльшой частоте столкновений электронов и бóльшой длине взаимодействия ($L \approx 20\lambda$), когда существовало заметное столкновительное поглощение, область существования плазмы расширялась в сторону бóльших магнитных полей ⁷¹. В этом случае эффективность поглощения уменьшалась при магнитных полях, немного превышающих циклотронные, но при дальнейшем увеличении поля (до значений вдвое бóльших

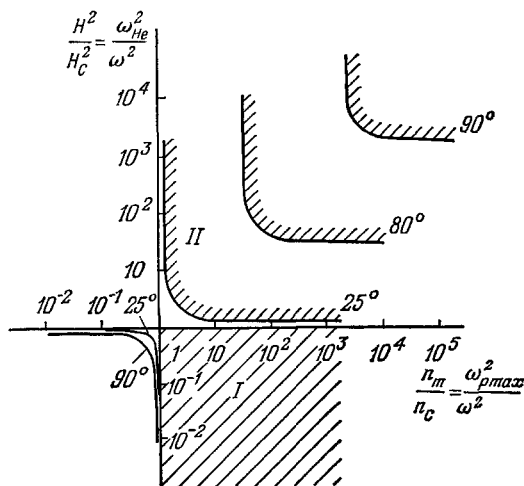


Рис. 26. Диапазоны параметров плазмы, в пределах которых возможна линейная трансформация.

I — диапазон, соответствующий верхней полосе трансформации, II — диапазон, соответствующий средней полосе трансформации. Различные кривые соответствуют высокочастотной границе полосы при значениях угла α , указанных на рисунке.

циклотронного) снова увеличивалась. Можно полагать, что наблюдавшееся уменьшение эффективности поглощения связано с прохождением через зазор между областями трансформации. Однако такое заключение нельзя считать доказанным.

Экспериментальное доказательство существования бесстолкновительного поглощения при магнитных полях, значительно больших циклотронного, было впервые полу-

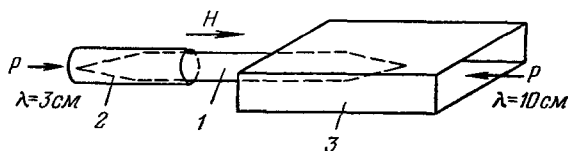


Рис. 27. Схема подведения сверхвысокочастотной энергии к плазме в экспериментах ^{86, 87}.

1 — баллон с плазмой, 2 — волновод трехсантиметрового диапазона, 3 — волновод 10-сантиметрового диапазона.

рового диапазона волн в режиме электронного циклотронного резонанса. Определялось поглощение в такой плазме волн более низкой частоты, для которых $\frac{\omega_{He}}{\omega} \approx 3$. С этой целью баллон с плазмой вводился в прямоуголь-

ный волновод (рис. 27). К волноводу подводилась мощность от малоомощного источника 10-сантиметрового диапазона волн. С помощью зонда определялось ослабление сигнала, проходящего через волновод с плазмой. Кроме того, измерялся и коэффициент отражения от волновода. Усредненная концентрация электронов и продольное их распределение определялись с помощью перемещающегося по длине резонатора. Результаты измерения поглощения волн в волноводе с плазмой при различных давлениях водорода ($p = 2 \cdot 10^{-4} - 10^{-3}$ мм рт. ст., $\nu/\omega = 5 \cdot 10^{-5} - 2,5 \cdot 10^{-4}$) представлены на рис. 28. Как видно из рисунка, сильное поглощение возникает начиная с концентраций, близких к критической. Зависимость от концентрации является пороговой, резкой. Эффективность поглощения возрастает почти на порядок при изменении концентрации в пределах 40%. Следует обратить внимание на то, что эффективность поглощения вблизи порога практически не зависит от давления газа, т. е. от частоты столкновений электронов: данные, полученные при различных давлениях, укладываются на одну кривую. Наблюдающийся порог поглощения при $\bar{n} \approx 0,75 n_c$ ($n_{\max} = (1 \div 2)n_c$) соответствует границе средней полосы трансформации, вычисленной по формуле (36) при угле между градиентом концентрации и магнитным полем $\alpha < 45^\circ$. На самом деле в условиях эксперимента угол α изменяется в области взаимодействия волн

циклотронного, было впервые получено в работе ⁸⁶. В этом эксперименте плазма создавалась в цилиндрическом баллоне диаметром 2,5 см, помещенном в однородное магнитное поле, параллельное оси. Баллон наполнялся водородом. Формирование плазмы осуществлялось под действием сверхвысокочастотной мощности от стационарного генератора трехсантимет-

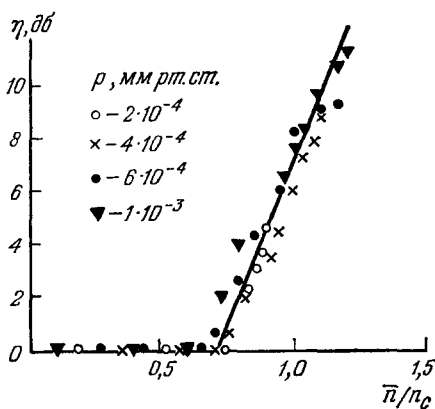


Рис. 28. Поглощение сверхвысокочастотных волн плазмой при магнитном поле, большем циклотронного ($\frac{H}{H_c} \approx 3$) ⁸⁶.

Экспериментальные данные получены при различных давлениях аргона, указанных на рисунке.

с плазмой от малых величин вблизи торца баллона с плазмой до значений, близких к 90° в средней части, и можно говорить лишь о некоем среднем по области взаимодействия значении α . Независимость результатов эксперимента от давления газа связана, по-видимому, с тем, что оставалось практически неизменным распределение концентраций (а, стало быть, и величина $\bar{\alpha}$) — при низких давлениях, когда длина свободного пробега заряженных частиц больше размеров баллона, это распределение определяется формой баллона.

Данные о границах полосы поглощения волн при магнитных полях, больших циклотронного, были получены в работе ⁸⁷ путем определения области существования плазмы под действием сверхвысокочастотной мощности *). В этих экспериментах, в отличие от аналогичных опытов при магнитных полях, меньших циклотронного (описанных в предыдущем разделе), оказалось невозможным использовать один и тот же сверхвысокочастотный источник для формирования плазмы и для поддержания ее стационарного состояния в области существования. Это связано с наличием уже упоминавшегося зазора между циклотронным магнитным полем, в котором возможно формирование плазмы при малых концентрациях, и областью поглощения, соответствующей средней полосе трансформации (см. рис. 26). Поэтому в работе ⁸⁷ для формирования плазмы использовался отдельный генератор, частота которого была существенно больше частоты основного источника. Плазма создавалась в кварцевом баллоне диаметром 2,5 см, наполнявшемся аргоном. Стационарное магнитное поле было направлено вдоль оси. С одной стороны баллона по волноводу подводилась мощность от стационарного источника 10-сантиметрового диапазона волн, с другой — от импульсного источника трехсантиметрового диапазона (см. рис. 27). Измерения концентрации электронов осуществлялись с помощью сверхвысокочастотного интерферометра. Импульсный источник использовался для получения плазмы в режиме электронного циклотронного резонанса. После прекращения действия импульсного источника существование плазмы при достаточно больших концентрациях поддерживалось в результате поглощения энергии основного стационарного генератора (при частоте в три раза меньшей циклотронной). Изменяя магнитное поле и подводимую мощность (т. е. концентрацию), можно было определить границы области существования плазмы, соответствующие границам области эффективного поглощения.

На рисунке 29 представлены результаты измерения при двух давлениях аргона ($p = 1,2\text{--}3,6 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., $\nu/\omega = 10^{-3} - 10^{-2}$). Эксперимент четко продемонстрировал зазор между областями эффективного

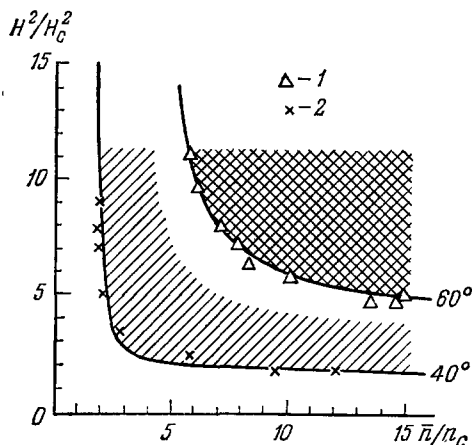


Рис. 29. Область существования плазмы под действием сверхвысокочастотной мощности при магнитных полях, больших циклотронного ⁸⁷.

Экспериментальные точки: 1 — $p = 1,2 \cdot 10^{-2}$, 2 — $p = 3,6 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. (Ar); сплошные линии соответствуют теоретическим границам средней полосы трансформации при $\alpha = 40^\circ$ и 60° .

*) Дальнейшее развитие экспериментов ⁸⁷ представлено в работе ¹¹⁵.

поглощения, при уменьшении магнитного поля от начального значения (в три раза больше циклотронного). Существование плазмы прекращалось при значениях поля, обозначенных на рис. 29. Разряд вновь возникал при магнитном поле, близком к циклотронному, и существовал до малых значений поля. Экспериментальные данные о границах области эффективного поглощения при двух давлениях, как видно из рис. 29, согласуются с теоретическими границами области трансформации, вычисленными по формуле (36) для углов α , равных 40 и 60°. Эти углы следует сопоставить со средними значениями углов между градиентом концентрации и магнитным полем в области взаимодействия волн с плазмой. В условиях описываемого эксперимента распределение концентраций заряженных частиц должно определяться соотношением между продольным и поперечным коэффициентом диффузии (в отличие от предыдущей работы, длина свободного пробега ионов была существенно меньше длины баллона с плазмой). Порядковые оценки средних углов между градиентом концентрации и магнитным полем, основанные на известных значениях коэффициентов диффузии, $\operatorname{tg} \bar{\alpha} = \left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)^{1/2}$, согласуются с величинами, приведенными на рис. 29. При этом увеличение угла α с уменьшением давления объясняется ростом коэффициента продольной диффузии.

Аналогичные эксперименты по определению области существования плазмы под действием высокочастотной мощности проведены недавно⁸⁸ в другом диапазоне частот (100—300 Мгц) при использовании иного способа подведения высокочастотной энергии (энергия подводилась к баллону с независимо создававшейся плазмой с помощью одновитковой системы). И в этих экспериментах результаты определения границ области существования оказались в хорошем согласии с формулой (36).

Бесстолкновительное поглощение волн плазмой в широком диапазоне условий, соответствующем средней полосе трансформации (при магнитных полях, больших циклотронного, и концентрациях, значительно больших критической), было зарегистрировано также в работе⁸⁹, в которой определялась область существования плазмы при подведении сверхвысокочастотной энергии с помощью замедляющей системы. Качественно результаты этой работы согласуются с результатами⁸⁷, представленными выше, и авторы⁸⁹ полагают, что они допускают аналогичную интерпретацию. Впрочем, определенную роль в эксперименте⁸⁹ могло играть и непосредственное поглощение возбуждаемых извне медленных волн по механизму Ландау.

Перейдем теперь к исследованиям поглощения волн плазмой при частотах, соответствующих диапазону нижних гибридных частот

$$\omega_L = \left[\omega_{He} \omega_{Hi} \frac{\omega_p^2}{\omega_p^2 + \omega_{He}^2} \right]^{1/2}$$

или близких к нему. Поглощение в этой области частот наблюдалось в ряде работ (см., например,⁹⁰⁻¹⁰¹). Первые из них были направлены на изучение объемных резонансов магнитно-звуковых волн⁹⁰⁻⁹². В этих работах было показано эффективное проникновение волн в плазму и их сильное поглощение при условиях магнитно-звуковых резонансов. При достаточно большой мощности источников наблюдался значительный нагрев ионов под действием магнитно-звуковых волн^{93, 94}. Измеренная эффективность поглощения и нагрева во многих случаях не могла быть объяснена столкновениями⁹²⁻⁹⁴. Возможно, что существенную роль в этих случаях играло поглощение, связанное с линейной трансформацией волн.

Исследования поглощения в плазме высокочастотного разряда низкого давления в магнитном поле описаны в работах^{95, 96}. В различных

газах авторы обнаружили широкий максимум поглощения при частотах, близких к нижней гибридной ($\omega = 1 - 5 \omega_{L \max}$). Определяющее влияние на поглощение в этих экспериментах оказывали столкновения, так как эффективная частота столкновений была порядка частоты поля ($\nu/\omega = 0,1 - 5$). Поэтому роль трансформации не могла быть большой.

Эксперименты по взаимодействию высокочастотных волн с плазмой при более низких частотах столкновений, при которых влияние столкновительного поглощения мало, представлены в работах ⁹⁷⁻¹⁰¹. В работе ⁹⁷ кратко описан эксперимент по нагреву плазмы высокочастотной мощностью при частотах, соответствующих диапазону нижних гибридных частот. Авторы указывают, что по предварительным данным эффективность ввода энергии в плазму оказалась намного больше эффективности обычного столкновительного поглощения.

Более детальные сведения об условиях эффективного поглощения волн плазмой приводятся в работе ⁹⁸. В ней описаны исследования плазмы, создаваемой в магнитной ловушке пробочного типа под действием высокочастотной мощности ($f = 130 - 150 \text{ МГц}$). Высокочастотное поле вводилось в плазму со стороны торцов с помощью двух коаксиальных волноводов (см. схему на рис. 30). Плазма формировалась в камере длиной 1 м, наполнявшейся водородом или гелием при давлении $10^{-3} - 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$

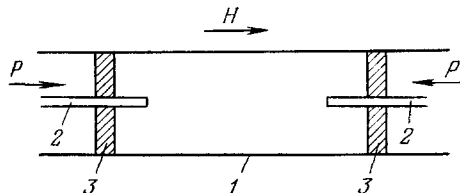


Рис. 30. Схема ввода высокочастотной мощности в плазму в экспериментах ⁹⁸. 1 — металлическая камера, 2 — коаксиальные вводы, 3 — керамические изоляторы.

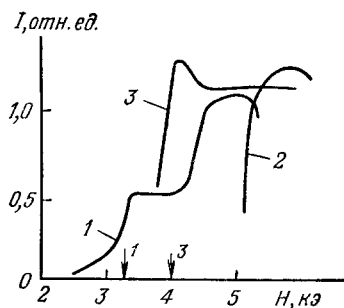


Рис. 31. Интенсивность свечения плазмы, создаваемой под действием высокочастотной мощности ⁹⁸.

1 — H_2 , $p \approx 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$, $n \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$, линия H_β ; 2 — He , $p \approx 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$, $n \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$; 3 — He , $p \approx 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$, $n > 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Стрелкой отмечены значения H , соответствующие условию $\omega_L = \omega$.

Концентрация заряженных частиц составляла $10^{11} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$, магнитное поле $5 - 10 \text{ кэ}$. При таких условиях границы плазменного столба практически совпадали с силовыми линиями магнитного поля, т. е. градиент концентрации был перпендикулярен к магнитному полю. Об эффективности поглощения высокочастотной мощности плазмой можно было судить по изменению свечения спектральных линий. При $p \approx 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$, $n < 10^{12} \text{ см}^{-3}$ была установлена сильная зависимость интенсивности свечения от постоянного магнитного поля (см. характерную кривую на рис. 31). Уменьшение магнитного поля до величин, соответствующих $\omega_{L \max} \approx \omega$, приводило к резкому уменьшению интенсивности свечения, а при самых низких давлениях — к прекращению разряда, вызванному падением эффективности поглощения. Естественно думать, что этот эффект связан с выходом за пределы области трансформации волн — высокочастотная граница средней полосы трансформации при градиенте концентрации, перпендикулярном к магнитному полю, как раз соответствует условию $\omega_{L \max} = \omega$ [см. (34), (37) и рис. 26]. При больших концентрациях ($n = 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$) эффективность поглощения оказывалась меньшей и зависимость ее от магнитного поля более слабой. Авторы связывают это изменение с появлением барьера непрозрачности, приводящим к недоступности области $\omega = \omega_L$. Действительно, величина k_z , определяемая расстоянием между электродами, оказывается при больших

концентрациях недостаточной для выполнения условия доступности (см. стр. 428).

В работах^{99, 100} описывается влияние способа возбуждения волны и характеристик плазмы на условия максимального поглощения. В этих экспериментах изучалось поглощение слабого высокочастотного сигнала. Плазма создавалась независимо с помощью сверхвысокочастотного разряда в баллоне диаметром 5 см, наполнявшемся водородом при давлениях $5 \cdot 10^{-4} - 10^{-2}$ мм рт. ст. Магнитное поле имело пробочную конфигурацию, но в центральной части было практически однородным. В этой части к баллону с помощью витка длиной 6—12 см подводился сигнал от высокочастотного генератора в диапазоне частот 120—140 МГц (см. схему рис. 32). Продольное распределение концентраций определялось с помощью СВЧ интерферометра и диамагнитного зонда, перемещавшихся

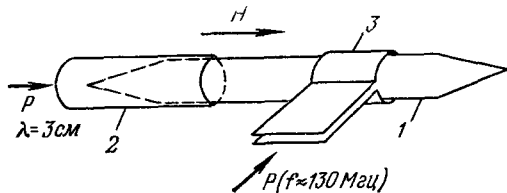


Рис. 32. Схема подведения высокочастотной энергии к плазме в экспериментах⁹⁹⁻¹⁰¹. 1 — баллон с плазмой, 2 — волновод трехсантиметровых волн, используемых для формирования плазмы, 3 — виток для подведения высокочастотного сигнала в диапазоне 120—140 МГц.

по длине. При малых давлениях ($p < 10^{-3}$ мм рт. ст.) продольное изменение концентрации в области высокочастотного витка не превышало 10%, т. е. градиент концентрации был перпендикулярен к магнитному полю. При больших давлениях концентрация заметно уменьшалась от области разряда к противоположному торцу баллона вследствие поперечной диффузии. Максимальная концентрация достигала $2 \cdot 10^{12}$ см⁻³.

При изменении магнитного поля в различных условиях наблюдался широкий максимум поглощения. В области малых давлений газа максимум поглощения наблюдался при магнитном поле, при котором наибольшее значение нижней гибридной частоты близко к частоте поля. При этом изменение размеров возбуждающего витка и его поворот на угол до 10° относительно баллона совершенно не изменяли магнитное поле, соответствующее максимальному поглощению. С другой стороны, увеличение давления от $5 \cdot 10^{-4}$ до 10^{-2} мм рт. ст. приводило к увеличению частоты максимального поглощения в 1,5 раза. Полученные результаты согласуются с предположением о том, что поглощение обусловлено линейной трансформацией волн. Действительно, граничная частота полосы трансформации не зависит от способа возбуждения и определяется углом между градиентом концентрации и магнитным полем. При увеличении давления среднее значение этого угла, как указывалось, отклоняется от 90° и граничная частота средней полосы трансформации увеличивается [в соответствии с (37) даже небольшие отклонения α от 90° должны существенно изменять граничную частоту]. С этим может быть связан наблюдавшийся рост частоты максимального поглощения.

На той же установке были проведены также опыты по нагреву плазмы в водороде при давлении $5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. и концентрациях заряженных частиц $5 \cdot 10^{11} - 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³¹⁰¹. Способ формирования плазмы и схема подведения высокочастотной энергии в этих опытах были аналогичны применявшимся в предшествующих экспериментах (см. рис. 32). Для нагрева использовался импульсный генератор частоты ≈ 120 МГц мощностью 3 квт при длительности импульса 2 мксек. Изменение поперечной энергии заряженных частиц при нагреве определялось по увеличению диамагнитного сигнала (за время импульса концентрация не изменялась, так как ионизация не успевала происходить). Характерная зависимость

нагрева от магнитного поля представлена на рис. 33. Видно, что эффективность нагрева резко падает при уменьшении магнитного поля до величин, соответствующих $\omega_{L \max} < \omega$, т. е. при выходе за пределы области трансформации. Максимальная эффективность нагрева плазмы достигала 20%. Измерения продольного распределения диамагнитного сигнала показали, что значительная часть вкладываемой энергии уходила на нагрев ионов (диамагнитный сигнал существенно уменьшался при удалении от области ввода энергии на длину, близкую к длине свободного пробега ионов). Следует заметить, что эффективность ввода энергии уменьшалась при максимальных концентрациях электронов ($n > 10^{12} \text{ см}^{-3}$). Это уменьшение, так же как и в опытах ⁹⁸, могло быть связано с влиянием барьера непрозрачности.

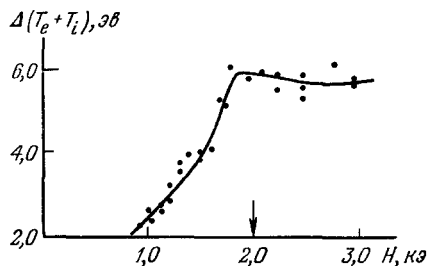


Рис. 33. Нагрев плазмы под действием высокочастотной мощности ¹⁰¹.

H_2 , $r \approx 5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., $n_{\max} = 1,4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $f = 116 \text{ МГц}$, $P = 3 \text{ кВт}$, $\tau = 2 \text{ мсек}$. Стрелкой отмечено значение H , соответствующее условию $\omega_{L \max} = \omega$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный в настоящей статье обзор исследований поглощения высокочастотных волн плазмой показывает, что в широком диапазоне условий поглощение обусловлено трансформацией падающей волны в медленную плазменную волну, связанной с неоднородностью плазмы. Отметим основные результаты, свидетельствующие о соответствии экспериментальных данных о поглощении выводам теории линейной трансформации волн.

1. В диапазоне частот между нижней гибридной и верхней гибридной частотами имеются две области бесстолкновительного поглощения. Их границы практически совпадают с теоретическими границами областей трансформации волн.

2. Положение областей эффективного поглощения не связано со способом возбуждения волны, но существенно зависит от угла между градиентом концентрации и магнитным полем.

3. В верхней полосе частот трансформации при размерах плазмы порядка длины волны получена в соответствии с предсказаниями теории высокая эффективность бесстолкновительного поглощения. Для случая плазмы с размерами, меньшими длины волны, для которого проведены численные расчеты эффективности трансформации, результаты расчетов количественно согласуются с измерениями эффективности поглощения.

4. При размерах плазмы, существенно больших длины волны, высокую эффективность поглощения (в верхней полосе частот трансформации) удастся получить лишь в неоднородном магнитном поле, при условиях, когда устранена область непрозрачности между границей плазмы и поверхностью трансформации.

5. Эффективность поглощения волн в пределах полос трансформации слабо зависит от частоты столкновений и температуры заряженных частиц при изменении этих параметров в широких пределах. Эффективность поглощения мало изменяется также при изменении в значительных пределах напряженности высокочастотного поля.

6. Измерения локализации поглощения, проведенные для верхней полосы частот трансформации, показали, что поглощение происходит

в области распространения плазменных волн, образующихся в результате трансформации.

Мы рассматривали в этой статье данные о влиянии трансформации на поглощение волн плазмой. Трансформация может определять также обратный процесс излучения при условиях, когда в плазме возбуждаются плазменные волны. Однако интерпретация экспериментов по излучению во многих случаях неоднозначна, поскольку отсутствуют надежные данные о характеристиках возбуждаемых в плазме волн. Не останавливаясь на описании этих экспериментов, мы лишь упомянем здесь некоторые из них.

Выше уже говорилось об опытах по тепловому излучению плазмы при условиях, когда существенно влияние трансформации^{65, 68, 76, 77}. По существу, в них определялся коэффициент поглощения, так как при заданной электронной температуре тепловое излучение однозначно связано с этим коэффициентом.

Сильное надтепловое излучение высокочастотных волн наблюдалось во многих экспериментах с плазмой, имеющей неравновесное распределение скоростей электронов, в частности, в экспериментах с плазмой, понижаемой электронным пучком (см., например, ¹⁰²⁻¹⁰⁸). Поскольку в такой плазме возбуждаются плазменные волны, которые не могут излучаться непосредственно, наблюдавшееся излучение связано с трансформацией волн. Природа трансформации в разных опытах могла быть различной — кроме линейной трансформации, связанной с неоднородностью плазмы, могла быть существенной трансформация, связанная с сильной неоднородностью поля плазменных волн, а также нелинейная трансформация различных типов. Однако, по-видимому, в некоторых экспериментах, в которых наблюдалось излучение при частотах, больших электронной циклотронной (особенно сильное вблизи циклотронных гармоник), линейная трансформация, связанная с неоднородностью плазмы, играла определяющую роль. На это указывает тот факт, что интенсивное излучение наблюдалось лишь при условиях, когда максимальное значение верхней гибридной частоты было больше частоты приема излучения^{82, 106, 107}, т. е. когда в объеме плазмы имелась область трансформации. В соответствии с выводами теории линейной трансформации находится наблюдавшееся уменьшение интенсивности излучения при увеличении поперечных размеров плазмы, когда они больше длины волны, а также уменьшение интенсивности излучения при значительных давлениях газа, когда возрастает столкновительное поглощение^{82, 107}. Следует далее обратить внимание на обнаружение в работе¹⁰⁸ узкого максимума высокочастотного поля в плазме, создаваемой электронным пучком. Этот максимум располагался в области плазмы, в которой верхняя гибридная частота близка к частоте поля, и можно думать, что он определяет поведение поля в области трансформации.

Линейная трансформация волн проявляется, по-видимому, и в эффектах индуцированного излучения и плазменного эха (см. ¹⁰⁹⁻¹¹¹). Эти эффекты связывают обычно с возбуждением плазменных волн. Поскольку, однако, они проявляются в виде излучения, должна происходить трансформация плазменных волн в электромагнитные волны, связанные с излучением. Следует заметить, кстати, что необходимость трансформации может приводить к задержке индуцированного излучения и эха — распространение плазменных волн от области возбуждения до области излучения может занимать относительно большое время, так как групповая скорость этих волн мала.

Таким образом, при подходящих условиях линейная трансформация волн, связанная с неоднородностью плазмы, может приводить, с одной

стороны, к эффективному поглощению высокочастотных волн плазмой, а с другой, — к излучению плазменных волн, возбуждаемых электронным пучком или другими агентами. Оба эти эффекта могут найти практическое применение. Особенно важной представляется возможность использования бесстолкновительного поглощения, связанного с трансформацией волн, для нагрева плазмы до высоких температур, в экспериментах, направленных на осуществление управляемого термоядерного синтеза¹¹². Существенным преимуществом такого способа нагрева по сравнению с другими, используемыми в настоящее время, является независимость эффективности ввода энергии от температуры, частоты столкновений заряженных частиц и в определенных пределах от величины вводимой энергии.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Денисов, ЖЭТФ 31, 609 (1956).
2. В. В. Железняков, Радиотехника и электроника 1, 840 (1956).
3. D. A. Tidman, Phys. Rev. 117, 366 (1960).
4. В. В. Железняков, Е. Я. Злотник, Изв. вузов (Радиофизика) 5, 644 (1962).
5. Н. Г. Денисов, Радиотехника и электроника 1, 732 (1956).
6. Н. Г. Денисов, ЖЭТФ 34, 528 (1958).
7. Н. Г. Денисов, Радиотехника и электроника 4, 388 (1959).
8. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, М., «Наука», 1967.
9. K. G. Budden, Radio Waves in the Ionosphere, Cambridge (1961).
10. В. Б. Гильденбург, ЖЭТФ 45, 1978 (1963).
11. А. Д. Пиля, ЖТФ 36, 818 (1966).
12. О. Я. Омельченко, К. Н. Степанов, Укр. физ. журнал 12, 1445 (1967).
13. И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер, Изв. вузов (Радиофизика) 11, 885 (1968).
14. Г. М. Заславский, С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев, ДАН СССР 158, 1295 (1964).
15. С. С. Моисеев, Proceeding of the Seventh International Conference on Phenomena in Ionized Gases, vol. II, стр. 645, Beograd, 1966.
16. W. Wasow, Annals of Mathematics 52, 350 (1950).
17. А. Д. Пиля, В. И. Федоров, ЖЭТФ 57, 1198 (1969).
18. T. H. Stix, Phys. Rev. Lett. 15, 878 (1965).
19. C. W. Horton, Phys. Fluids 9, 815 (1966).
20. P. Gorman, Phys. Fluids 9, 1262 (1966).
21. K. E. Longren, A. Sjolund, P. Weissglass, Plasma Phys. 8, 657 (1966).
22. H. H. Kuehl, Phys. Rev. 154, 124 (1967).
23. V. Кореску, J. Preinhaelter, Plasma Phys. 11, 333 (1969).
24. V. Кореску, J. Preinhaelter, S. Vackavik, J. Plasma Phys. 3, part 2, 179 (1969).
25. В. И. Федоров, ЖТФ 41, 680 (1971).
26. J. A. Fejer, Phys. Fluids 7, 439 (1964).
27. J. V. Parker, J. C. Nickel, R. W. Gould, Phys. Fluids 7, 1489 (1964).
28. В. Б. Гильденбург, Ю. М. Жидко, И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер, Изв. вузов (Радиофизика) 10, 1358 (1967).
29. P. Vandenplas, Electron Waves and Resonances in Bounded Plasma, Amsterdam, 1969.
30. В. В. Долгополов, ЖТФ 36, 273 (1966).
31. Л. А. Жекулин, ЖЭТФ 4, 76 (1934).
32. K. Forsterling, Arch. electr. Ubertag 3, 115 (1949); 5, 209 (1950).
33. В. Б. Гильденбург, ЖЭТФ 46, 2157 (1964).
34. Т. Стикс, Теория плазменных волн, М., Атомиздат, 1965.
35. В. Д. Шафранов, Вопросы теории плазмы, вып. 3, М., Атомиздат, 1963, стр. 3.
36. T. H. Stix, Phys. Fluids 3, 19 (1960).
37. K. G. Budden, Physics of the Ionosphere, Reports on the Physical Soc. Conf., 320 (1955).

38. V. Agnello, P. Fieffe-Prevot, G. Ychtchenko, G. Kulinski, P. Lallia, Ninth International Conference on Phenomena in Ionized Gases 1969, Contributed Papers, Bucharest, 1969, стр. 519.
39. S. Gruber, Phys. Fluids **11**, 858 (1968).
40. L. Tonks, Phys. Rev. **37**, 1458; **38**, 1219 (1931).
41. D. Romell, Nature **167**, 243 (1951).
42. A. Dattner, Ericsson Technics **13**, 309 (1957); **19**, 3 (1963).
43. A. M. Messian, P. E. Vandenplas, Physica **28**, 537 (1962).
44. F. W. Crawford, J. Appl. Phys. **35**, 1365 (1964).
45. H. J. Schmitt, Appl. Phys. Lett. **4**, 111 (1964).
46. Д. Бекефи, Радиационные процессы в плазме, М., «Мир», 1971.
47. В. Б. Гильденбург, ЖТФ **34**, 372 (1964).
48. R. L. Gloss, Y. A. Clegg, T. B. Kaiser, Phil. Mag. **44**, 313 (1953).
49. R. Stern, N. Tzoar, Phys. Rev. Lett. **15**, 485 (1965).
50. S. Aksornkitti, H. Hsuan, K. Lunnsgren, Phys. Rev. **186**, 160 (1969).
51. B. Gregory, K. Parbhakar, Ninth International Conference on Phenomena in Ionized Gases 1969, Contributed Papers, Bucharest, 1969, стр. 444.
52. G. Landauer, Plasma Phys. **4**, 395 (1962).
53. G. Bekefi, Y. D. Coccoli, E. B. Hooper, S. Y. Buchsbaum, Phys. Rev. Lett. **9**, 6 (1962).
54. S. Y. Buchsbaum, A. Hasegawa, Phys. Rev. Lett. **12**, 685 (1964); Phys. Rev. **143**, 303 (1966).
55. K. Mitani, H. Kubo, S. Tanaka, J. Phys. Soc. Jap. **19**, 211, 221 (1964).
56. S. Tanaka, H. Kubo, K. Mitani, J. Phys. Soc. Jap. **20**, 462 (1965).
57. H. J. Schmitt, G. Meltz, P. J. Freiheit, Phys. Rev. **139**, A1432 (1965).
58. В. Б. Гильденбург, Г. А. Марков, Изв. вузов (Радиофизика) **11**, 781 (1968).
59. F. W. Crawford, G. S. Kino, H. H. Weiss, Phys. Rev. Lett. **13**, 229 (1964).
60. R. S. Harp, Appl. Phys. Lett. **6**, 51 (1965).
61. S. Gruber, G. Bekefi, Phys. Fluids **11**, 122 (1968).
62. S. Hiroe, H. Ikegami, Ninth International Conference on Phenomena in Ionized Gases 1969, Contributed Papers, Bucharest, 1969, стр. 450.
63. F. Leuterer, Ninth International Conference on Phenomena in Ionized Gases 1969, Contributed Papers, Bucharest, 1969, стр. 449, 535.
64. F. Leuterer, Fourth European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Contributions, Roma, 1970, стр. 133.
65. J. L. Hirshfield, S. C. Brown, Phys. Rev. **122**, 719 (1961).
66. М. В. Кривошеев, ЖТФ **39**, 816 (1969).
67. В. Е. Голант, М. В. Кривошеев, ЖТФ **39**, 958 (1969).
68. F. Blum, L. Bauer, R. Gould, R. Stenzel, Phys. Fluids **12**, 1018 (1969).
69. В. Е. Голант, М. В. Кривошеев, В. И. Федоров, ЖТФ **40**, 382 (1970).
70. А. И. Анисимов, В. И. Виноградов, В. Е. Голант, Л. П. Пахомов, ЖТФ **37**, 680, 202 (1967).
71. В. Н. Будников, Н. И. Виноградов, В. Е. Голант, А. А. Обухов, ЖТФ **37**, 861 (1967); **38**, 28 (1968).
72. А. И. Анисимов, Н. И. Виноградов, В. Е. Голант, С. И. Нанобашвили, Л. П. Пахомов, ЖТФ **38**, 1902, 1908 (1968).
73. А. И. Анисимов, В. Н. Будников, Н. И. Виноградов, В. Е. Голант, С. И. Нанобашвили, А. А. Обухов, Л. П. Пахомов, А. Д. Пилия, В. И. Федоров, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, v. 1, Vienna, 1969, стр. 399.
74. J. Musil, F. Zacek, Ninth International Conference on Phenomena in Ionized Gases 1969, Contributed Papers, Bucharest, 1969, стр. 527.
75. А. И. Анисимов, Н. И. Виноградов, В. Е. Голант, Л. П. Пахомов, ЖТФ **41**, 696 (1971).
76. A. Y. Wong, A. F. Kuckes, Phys. Rev. Lett. **13**, 306 (1964).
77. A. F. Kuckes, A. Y. Wong, Phys. Fluids **8**, 1161 (1965).
78. S. J. Tetenbaum, H. N. Bailey, Phys. Rev. Lett. **19**, 12 (1967).
79. S. Takeda, Journ. Phys. Soc. Jap. **20**, 287 (1965).
80. В. В. Аликаев, В. М. Глаголев, С. А. Морозов, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, v. II, Vienna, 1969, стр. 877.
81. G. Lisitano, Proceeding of the Seventh International Conference on Phenomena in Ionized Gases, vol. 1, Beograd, 1966, стр. 464.
82. S. J. Tetenbaum, Phys. Fluids **10**, 1577 (1967).
83. J. Datlov, J. Musil, F. Zacek, Proceeding of the 4th Czechoslovak Conference on Electronic and Vacuum Physics, Prague, 1968, стр. 62.

84. A. F. Kuckes, R. B. Turner, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, v. 1, Vienna, 1969, стр. 427.
85. O. A. Anderson, D. H. Birdsall, G. W. Hortuan, E. J. Laner, H. P. Furth, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, v. 1, Vienna, 1969, стр. 443.
86. В. Н. Будников, В. Е. Голант, А. А. Обухов, ЖТФ 38, 576 (1968).
87. В. Н. Будников, В. Е. Голант, А. А. Обухов, ЖТФ 40, 138 (1970); *Phys. Lett.* 31A, 76 (1970).
88. Б. В. Галактионов, В. Е. Голант, В. В. Дьяченко, О. Н. Щербинин, ЖТФ 40, 2322 (1970).
89. G. Lisitano, P. Caldirola, M. Fontanesi, E. Sindoni, Доклад на Международной конференции по замкнутым системам, Дубна, 1969.
90. А. П. Ахматов, П. И. Блинов, В. Ф. Болотин, А. В. Бородин, П. П. Гаврин, Е. К. Завойский, И. А. Кован, М. Н. Оганов, Б. И. Патрушев, Е. В. Пискарев, В. Д. Русанов, Г. Е. Смолкин, А. Р. Стриганов, Д. А. Франк-Каменецкий, Г. А. Черемных, Р. В. Чикин, ЖЭТФ 39, 536 (1960).
91. И. А. Кован, Б. И. Патрушев, В. Д. Русанов, Г. Н. Тилпин, Д. А. Франк-Каменецкий, ЖЭТФ 43, 16 (1962).
92. А. В. Бартов, Е. К. Завойский, И. А. Кован, Б. И. Патрушев, В. Д. Русанов, Д. А. Франк-Каменецкий, *Nuclear Fusion Supplement*, pt. 3, стр. 1067 (1962).
93. И. А. Кован, Л. Л. Козоровицкий, И. М. Подгорный, В. Д. Русанов, В. П. Смирнов, А. М. Спектор, Д. А. Франк-Каменецкий, *Атомная энергия* 25, 503 (1968).
94. И. А. Кован, А. М. Спектор, ЖЭТФ 53, 1258 (1968).
95. H. Schlüter, C. J. Ransom, *Ann. of Phys.* 33, 360 (1965).
96. G. S. Mills, M. E. Oakes, H. Schlüter, *Phys. Lett.* 21, 45 (1966).
97. В. В. Аликаев, Ю. И. Арсеньев, В. М. Богачев, В. М. Глаголев, С. А. Морозов, И. Н. Храмов, Н. С. Чевеверев, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Vienna, v. II, 1969, стр. 381.
98. О. М. Швеи, С. М. Сотников, В. Ф. Тарасенко, С. С. Овчинников, ЖТФ 39, 610 (1969).
99. Б. В. Галактионов, В. Е. Голант, А. Д. Пиля, О. Н. Щербинин, ЖТФ 39, 960 (1969).
100. Б. В. Галактионов, В. Е. Голант, О. Н. Щербинин, *Ninth International Conference on Phenomena in Ionized Gases 1969, Contributed Papers, Bucharest, 1969*, стр. 516.
101. Б. В. Галактионов, В. В. Дьяченко, О. Н. Щербинин, ЖТФ 40, 2317 (1970).
102. Р. А. Демирханов, А. К. Геворков, А. Ф. Попов, ЖТФ 30, 315 (1960).
103. В. А. Супруненко, Я. Б. Файнберг, В. Т. Толок, Е. А. Сухомлин, Н. И. Рева, П. Я. Бурченко, Н. И. Руднев, Е. В. Волков, *Атомная энергия* 14, 349 (1963).
104. И. Ф. Харченко, Я. Б. Файнберг, Е. А. Корнилов, Н. С. Педенко, ЖТФ 34, 1031 (1964).
105. О. С. Павличенко, Л. А. Душин, Ю. К. Кузнецов, И. Ю. Адамов, ЖТФ 35, 1394 (1965).
106. Л. А. Душин, Ю. К. Кузнецов, О. С. Павличенко, ЖТФ 38, 1251 (1968).
107. М. И. Роган, И. Е. Сахаров, ЖТФ 37, 2173 (1967).
108. И. Е. Сахаров, ЖТФ 39, 278 (1969).
109. R. M. Hill, D. E. Kaplan, S. K. Ichiki, *Phys. Rev. Lett.* 19, 154 (1967).
110. D. E. Baldwin, D. M. Henderson, I. L. Hirshfield, *Phys. Rev. Letters* 20, 314 (1968).
111. L. O. Bauer, F. A. Blum, R. W. Gould, *Phys. Rev. Lett.* 20, 435 (1968).
112. В. Е. Голант, А. Д. Пиля, Доклад на Международной конференции по замкнутым системам, Дубна, 1969.
113. Н. С. Ерохин, С. С. Мопсеев, Препринт Физико-технического института АН УССР № 70—20, Харьков, 1970.
114. А. Д. Пиля, В. И. Федоров, ЖЭТФ 60, 389 (1971).
115. V. I. Arkhipenko, V. N. Budnikov, A. A. Obukhov, *Phys. Lett.* 31A, 76 (1970).