

**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

**P11-84-766**

**Е.Г.Алексов\*, С.Т.Иванов, А.Б.Швачка**

**ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИСПЕРСИИ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ВОЛНОВОДЕ,  
ЗАПОЛНЕННОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛАЗМОЙ.  
Магнитоактивная плазма**

---

\* Софийский университет

## 1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Успехи плазменной электроники<sup>/1,2/</sup> стимулировали поиск новых электродинамических структур для усиления и генерации мощных СВЧ-волн. Весьма перспективными для этой цели являются волноводы, заполненные полупроводниковой плазмой, обладающие рядом достоинств<sup>/3/</sup>. При этом актуальной задачей является исследование закона дисперсии электромагнитных волн, распределения полей и потока мощности в таких волноводах.

В работе<sup>/3/</sup> нами была рассмотрена дисперсия волн в волноводах, заполненных немагнитной и намагнитной плазмой. В настоящей работе исследуется дисперсия волн в анизотропном волноводе, заполненном магнитоактивной полупроводниковой плазмой. Суммарное магнитное поле не только существенно усложняет картину дисперсии, но и приводит к качественно новым явлениям. В анизотропном волноводе появляются обратные волны и новые гибридные HE-моды, связанные с анизотропией среды и не имеющие аналога в волноводах с немагнитной и намагнитной плазмой.

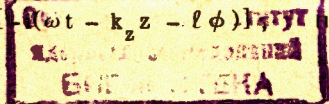
Рассмотрим цилиндрический волновод радиуса  $R$ , ось которого совпадает с цилиндрической координатной системой  $r, \phi, z$  и направлением внешнего постоянного магнитного поля  $H_0$ . Волновод заполнен магнитоактивной плазмой, электродинамические свойства которой описываются тензором диэлектрической проницаемости<sup>/4/</sup>

$$\epsilon^1 = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & -i\epsilon_2 & 0 \\ i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}. \quad /1.1/$$

Здесь

$$\epsilon_1 = \epsilon_L - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}, \quad \epsilon_2 = -\frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega^2(\omega^2 - \omega_c^2)}, \quad \epsilon_3 = \epsilon_L - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad /1.2/$$

где  $\omega_p = (4\pi n e^2 / m^*)^{1/2}$  - плазменная частота легких носителей с концентрацией  $n$  и эффективной массой  $m^*$ ;  $\omega_c$  - их ларморовская частота,  $\epsilon_L$  - остаточная диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки. Выбрав зависимость всех переменных величин в виде  $f(r, t) = f(r) \exp[-i(\omega t - k_z z - l\phi)]$  приходим к следующим



уравнениям для продольных компонент  $E_z$  и  $B_z$  /5/:

$$\left(\kappa^2 + \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1} \frac{\omega^2}{c^2}\right) \Delta_{\perp} E_z - \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} \left(\kappa^4 - \epsilon_2^2 \frac{\omega^4}{c^4}\right) E_z = i \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \frac{\omega}{c} k_z \Delta_{\perp} B_z, \quad /1.3/$$

$$\kappa^2 \Delta_{\perp} B_z - \left(\kappa^4 - \epsilon_2^2 \frac{\omega^4}{c^4}\right) B_z = -i \frac{\omega}{c} \epsilon_2 k_z \Delta_{\perp} E_z,$$

где

$$\Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} - \frac{l^2}{r^2} \quad \text{и} \quad \kappa^2 = k_z^2 - \epsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2}.$$

Решая совместно уравнения /1.3/, получаем для  $E_z$  уравнение четвертого порядка

$$\Delta_{\perp}^2 E_z - \left(\kappa^2 + \kappa^2 \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} - \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1} \frac{\omega^2}{c^2}\right) \Delta_{\perp} E_z + \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} \left(\kappa^4 - \epsilon_2^2 \frac{\omega^4}{c^4}\right) E_z = 0. \quad /1.4/$$

Решение уравнения /1.4/ ищем в виде линейной комбинации функций Бесселя

$$E_z = E_{z1} + E_{z2} = A J_{\ell}(k_1 r) + B J_{\ell}(k_2 r), \quad /1.5/$$

где

$$k_{1,2}^2 = \frac{1}{2\epsilon_1} \left\{ -(\epsilon_1 + \epsilon_3) \kappa^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2^2 \pm \sqrt{[(\epsilon_1 - \epsilon_3) \kappa^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2^2]^2 + 4 \kappa^2 \epsilon_2^2 \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_3} \right\}. \quad /1.6/$$

Продольная компонента магнитного поля выражается через  $E_z$ -компоненту

$$B_z = \beta_1 E_{z1} + \beta_2 E_{z2}, \quad /1.7/$$

При этом  $\beta_{1,2} = i \frac{c}{\omega k_z \epsilon_2} (\epsilon_3 \kappa^2 + \epsilon_1 k_{1,2}^2)$ . Остальные компоненты поля

выражаются через  $E_z$  и  $B_z$ . Удовлетворяя граничным условиям  $E_z(R) = 0$  и  $E_{\phi}(R) = 0$ , получаем систему линейных однородных уравнений, условие существования нетривиального решения которой приводит к дисперсионному уравнению /для газоразрядной плазмы оно получено в /6/.

$$D(\omega, k_z) = Z_{\ell}(|k_1| R) Z'_{\ell}(|k_2| R) \left(\frac{\omega}{c k_z} \epsilon_2 - i \beta_2 \frac{\kappa^2}{k_z}\right) -$$

$$- Z_{\ell}(|k_2| R) Z'_{\ell}(|k_1| R) |k_1|,$$

/1.8/

$$\left(\frac{\omega}{c k_z} \epsilon_2 - i \beta_1 \frac{\kappa^2}{k_z}\right) + \frac{l}{R} Z_{\ell}(|k_1| R) Z_{\ell}(|k_2| R) \frac{\omega}{c k_z^3} \cdot$$

$$\cdot \epsilon_1 (k_1^2 - k_2^2) = 0.$$

Здесь

$$Z_{\ell}(|x|) = \begin{cases} J_{\ell}(x), & x^2 > 0, \\ I_{\ell}(x), & x^2 < 0. \end{cases}$$

Ниже дисперсионное уравнение /1.8/ решается численно. При этом анализ проводится для случая относительно слабого магнитного

поля ( $\omega_c < \omega_p / \sqrt{\epsilon_L}$ ). Случай сильного магнитного поля ( $\omega_c > \omega_p / \sqrt{\epsilon_L}$ ), который для газоразрядной плазмы рассмотрен в /6/, будет изложен в следующей работе. Отметим, что упомянутые обратные волны и анизотропные гибридные HE-моды наблюдаются в случае слабого магнитного поля ( $\omega_c < \omega_p / \sqrt{\epsilon_L}$ ).

## 2. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Следуя /6/, рассмотрим зону непрозрачности, т.е. ту область, в которой аргументы функций Бесселя являются комплексными числами. Так, дисперсионное уравнение /1.8/ описывает затухающие волны. Условие существования этой зоны легко получить из явных выражений /1.6/ для  $k_{1,2}^2$ . После несложных преобразований это условие сводится к виду

$$\epsilon_L (\epsilon_L \omega_c^2 + 4 k_z^2 c^2) \omega^4 - 2 k_z^2 c^2 (\epsilon_L \omega_c^2 + 2 \omega_p^2) \omega^2 + \omega_c^2 k_z^2 c^2 < 0. \quad /2.1/$$

Поскольку это неравенство трудно поддается анализу, перейдем к новым безразмерным переменным

$$\lambda = \frac{\lambda}{R} = \frac{2\pi c}{R\omega}, \quad p = \frac{c}{v_{ph}} = \frac{c k_z}{\omega}. \quad /2.2/$$

Эти переменные оказываются очень удобными для численного решения дисперсионного уравнения и графического представления результатов счета. В новых переменных неравенство /2.1/ принимает следующий вид:

$$\Lambda^2 > \frac{4\epsilon_L p^2 \Lambda_p^2}{4p^2 - \frac{\Lambda_p^2}{\Lambda^2} (\epsilon_L - p^2)^2}, \quad /2.3/$$

где  $\Lambda_{p,c} = 2\pi c / R\omega_{p,c}$ .

Условие вещественности  $\Lambda$  позволяет найти асимптоты кривой, определяющей зону непрозрачности,

$$p_{1,2} = \pm \frac{\Lambda_c}{\Lambda_p} + \sqrt{\frac{\Lambda_c^2}{\Lambda_p^2} + \epsilon_L}. \quad /2.4/$$

Из /2.3/ легко определяется и минимально возможная длина волны

$$\Lambda_{\min}^2 = \Lambda_p^2 \epsilon_L \quad \text{при} \quad p = \sqrt{\epsilon_L}. \quad /2.5/$$

На рис.1 показана зона непрозрачности для двух значений магнитного поля. Видно, что с увеличением напряженности магнитного

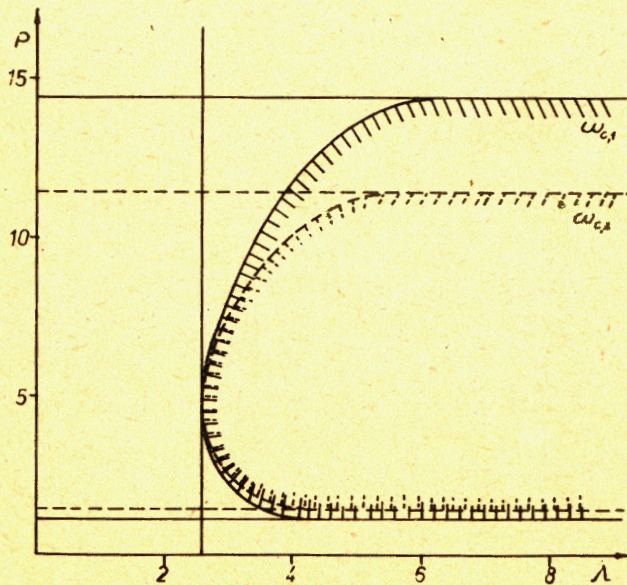


Рис.1. Зависимость величины зоны непрозрачности от напряженности внешнего магнитного поля ( $\omega_{c,1} < \omega_{c,2}$ ).

поля область непрозрачности сужается и в предельном случае бесконечной напряженности магнитного поля асимптотически стремится к прямой  $p = \sqrt{\epsilon_L}$ . В обратном предельном случае отсутствия магнитного поля зона непрозрачности занимает всю полуплоскость

$$\Lambda > \Lambda_{\min}.$$

Перейдем теперь к решению уравнений /1.8/ в случае  $p=0$ , что позволит определить критические длины волн. В этом случае уравнение решается аналитически, что весьма важно с точки зрения идентификации мод. При  $p=0$  дисперсионное уравнение принимает следующий вид:

$$J_\ell \left( \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_3}}{\Lambda} \right) \left[ Z_\ell \left( \frac{2\pi}{\Lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2}{\epsilon_1}} \right) + \ell \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} \frac{\Lambda}{2\pi \sqrt{\frac{\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2}{\epsilon_1}}} \right] \cdot Z_\ell \left( \frac{2\pi}{\Lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2}{\epsilon_1}} \right) = 0. \quad /2.6/$$

Оно соответствует двум независимым уравнениям, определяющим критические длины волн ЕН- и НЕ-мод. Для критических длин волн типа ЕН получаем

$$\Lambda_0 = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_L}}{\sqrt{4\pi^2 + \Lambda_p^2 \mu_{\ell n}^2}} \Lambda_p. \quad /2.7/$$

Критические длины ЕН-волн не зависят от напряженности внешнего магнитного поля. Такой же результат получен и для газоразрядной плазмы /6/.

Для волн типа НЕ получить аналитически выражения для критических длин волн в общем случае не удастся. Это можно сделать лишь для аксиально-симметричных волн:

$$\Lambda_{-,+} = \left\{ \epsilon_L \Lambda_p \left[ 4\pi^2 (2\Lambda_c^2 + \epsilon_L \Lambda_p^2) - \mu_{on}^2 \Lambda_p^2 \Lambda_c^2 \right] \mp \left[ \epsilon_L^2 \Lambda_p^4 \left[ 4\pi^2 (2\Lambda_c^2 + \epsilon_L \Lambda_p^2) - \mu_{on}^2 \Lambda_p^2 \Lambda_c^2 \right]^2 - 16\pi^2 \Lambda_p^4 \Lambda_c^2 \epsilon_L \cdot (\mu_{on}^2 \Lambda_p^2 (\Lambda_c^2 + \Lambda_p^2) - 4\pi^2 \Lambda_c^2) \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \cdot \frac{1}{2[\mu_{on}^2 \Lambda_p^2 (\Lambda_c^2 + \Lambda_p^2) - 4\pi^2 \Lambda_c^2]}$$

Существуют два семейства электромагнитных НЕ-волн: высокочастотные, критические длины которых расположены между 0 и  $\Lambda_1 \equiv \Lambda(\mu_{01})$ , и низкочастотные, критические длины которых расположены между  $\Lambda_b = \Lambda_p \Lambda_c \sqrt{\epsilon_L} / \sqrt{\Lambda_p^2 \epsilon_L + \Lambda_c^2}$  и  $\Lambda_2 \equiv \Lambda_+(\mu_{01})$ . Эти выводы относятся лишь к симметричным волнам, но численный анализ показы-

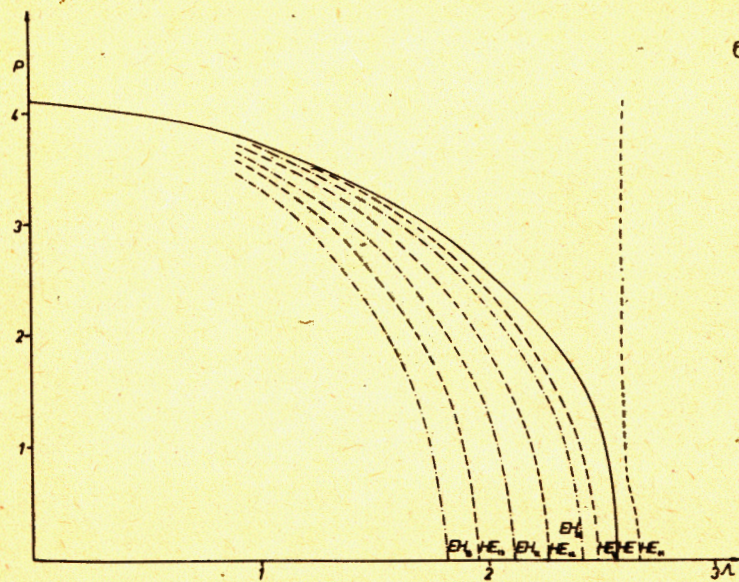
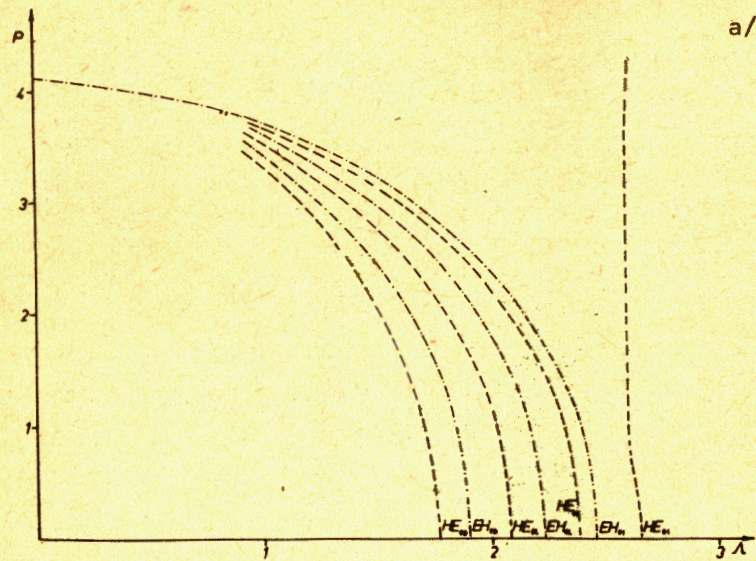


Рис.2. Дисперсионные кривые при  $\omega_c < \frac{\mu_{01} c}{R\sqrt{\epsilon_L}} / \omega_c = 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ .

а/ симметричные моды  $l = 0$ , б/ несимметричные моды  $l \neq 0$ . Показана одна из низкочастотных мод  $HE_{11}$ .

вадет, что с точностью до определения величин  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$  они справедливы и для несимметричных HE-волн /см. рис.2/. Оба семейства волн разделены областью нераспространения электромагнитных волн обычного волноводного типа. Численный анализ показал, что между этими семействами при фиксированном  $l \neq 0$  распространяется HE-мода, связанная с анизотропией среды. Ниже она называется анизотропной модой. Отсутствие вариации полей по радиусу связано с тем, что эта мода существует в области значений  $p$  и  $\Lambda$  /соответственно  $\omega$  и  $k_z$  /, в которой функции  $Z_p$  выражаются через модифицированные функции Бесселя. Поэтому важно определить области вещественных значений аргументов функций, входящих в дисперсионное уравнение /1.8/. В найденной зоне непрозрачности аргументы комплексны. Вне ее они либо вещественные, либо мнимые. Найдя граничные кривые смены знака величин  $k_{1,2}^2$ , определим области вещественности аргументов функций, входящих в /1.8/.

Используя условие прозрачности /обратное условию /2.3// и выражение /1.6/, записанное в переменных  $\Lambda$  и  $p$ , нетрудно показать, что область положительных  $k_1^2 (k_1^2 > 0)$  определяется параметрами  $p$  и  $\Lambda$ , удовлетворяющими одной из следующих трех систем неравенств:

$$\begin{cases} \epsilon_1 > 0, \\ (\epsilon_1 - \epsilon_2 - p^2) (\epsilon_1 + \epsilon_2 - p^2) < 0, \end{cases}$$

$$\begin{cases} \epsilon_1 > 0, \\ (\epsilon_1 + \epsilon_3) (p^2 - 1) + \epsilon_2^2 < 0, \end{cases}$$

/2.9/

$$\begin{cases} \epsilon_1 < 0, \\ \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} (\epsilon_1 - \epsilon_2 - p^2) (\epsilon_1 + \epsilon_2 - p^2) > 0, \\ (\epsilon_1 + \epsilon_3) (p^2 - 1) + \epsilon_2^2 > 0. \end{cases}$$

Аналогичным образом получаем три системы неравенств, определяющих границу раздела областей, в которых  $k_2$  вещественно или мнимо. Кривые, разделяющие указанные области для  $k_1$ , найдены графически из неравенств /2.9/. Аналогично получена и граница раздела для  $k_2$ . В случае относительно слабого магнитного поля  $\omega_c < \omega_p / \sqrt{\epsilon_L}$  они приведены на рис.3. Аналогичные области найдены и в случае сильного магнитного поля.

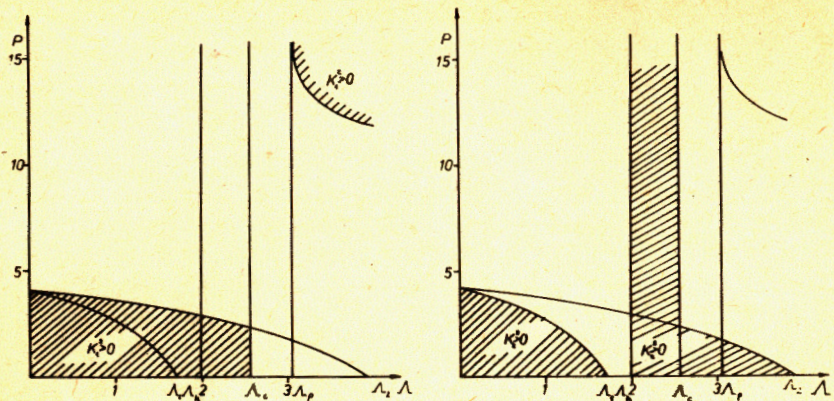


Рис.3. Области, в которых  $k_1^2 > 0$  и  $k_2^2 > 0$  в случае слабого магнитного поля ( $\omega_c < \omega_p / \sqrt{\epsilon_L}$ ).

### 3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Анализ показал, что для слабого магнитного поля надо рассмотреть два случая:

$$a/ \omega_c < \mu_{01} c / R\sqrt{\epsilon_L} \quad \text{и} \quad б/ \mu_{01} c / R\sqrt{\epsilon_L} < \omega_c < \omega_p / \sqrt{\epsilon_L}.$$

В случае а/ области высокочастотных ЕН-волн и низкочастотных НЕ-волн разделены. Это означает, что критическая длина самой низкочастотной ЕН-волны ( $\Lambda_{01}^{E_{01}}$  /мода/ меньше нижней границы  $\Lambda_h$  низкочастотных НЕ-волн. Именно это условие ( $\Lambda_{01}^{E_{01}} < \Lambda_h$ ) соответствует слабому магнитному полю в случае а/. Дисперсионные кривые электромагнитных волн найдены численно из уравнения /1.8/ и приведены на рис.2. Как видно из рисунков, в этом случае четко выделяются два типа НЕ-волн - высокочастотные и низкочастотные /на рисунке показана самая длинноволновая мода, поведение остальных волн качественно такое же/. Отметим, что поведение НЕ-и ЕН-волноводных мод качественно совпадает. Дисперсионные кривые низкочастотных НЕ-мод обходят зону непрозрачности, при этом основная НЕ<sub>11</sub>-мода /на рисунке не показана/ приближается вплотную к этой зоне. При больших замедлениях ( $p > \sqrt{\epsilon_L}$ ) дисперсия меняет знак, и в системе распространяется обратная волна. У высших мод аномальная дисперсия имеет место при меньших замедлителях. При больших замедлениях дисперсионные кривые всех НЕ-мод /симметричных и несимметричных/ стремятся асимптотически к линиям  $\Lambda = \Lambda_p \cdot \sqrt{\epsilon_L}$ .

Переходя к высокочастотным модам ( $\Lambda < \Lambda_h$ ), замечаем аналогию с поведением дисперсионных кривых в случае однородного изотропного волновода /3/ /рис.4/. Однако порядок ЕН- и НЕ-мод меняется и он существенно зависит от напряженности внешнего магнитного

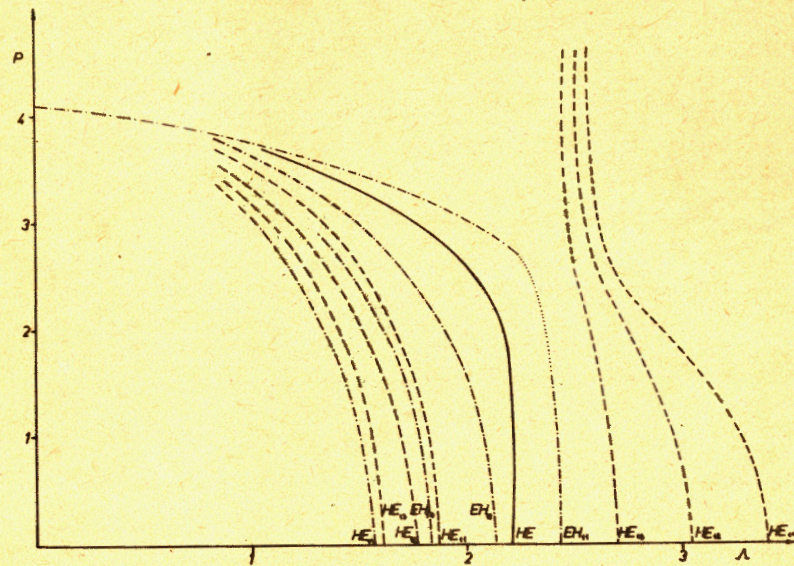


Рис.4. Дисперсионные кривые при  $\frac{\mu_{01} c}{R\sqrt{\epsilon_L}} < \omega_c / \omega_c = 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ .

поля. Среди несимметричных волн мы обнаруживаем и упомянутую выше анизотропную моду, которая обозначена НЕ из-за отсутствия вариации по радиусу. Видно, что она лежит в области между низкочастотными и высокочастотными НЕ-модами. Максимальное замедление для этой моды совпадает с максимальным замедлением для всех остальных мод ( $p_{\max} = \sqrt{\epsilon_L}$ ), но дисперсионная зависимость у нее существенно иная. В очень широком частотном диапазоне ее групповая скорость высока и меняется очень медленно; в то же время вблизи критической частоты ее групповая скорость очень мала и практически не меняется. В случае б/, когда  $\omega_c > \mu_{01} c / R\sqrt{\epsilon_L}$ , в область распространения низкочастотных НЕ-волн попадают высокочастотные ЕН-волны. Это существенно затрудняет численный анализ и идентификацию различных мод. Мы не будем подробно останавливаться на этом вопросе.

Для простоты рассмотрим магнитное поле, удовлетворяющее

условию  $\mu_{11} c / R\sqrt{\epsilon_L} < \omega_c < \frac{\mu_{21} c}{R\sqrt{\epsilon_L}}$ . При этом в область низкочастотных

НЕ-волн ( $\Lambda > \Lambda_h$ ) попадают лишь моды ЕН<sub>01</sub> и ЕН<sub>11</sub>.

Следует отметить, что дисперсионные кривые этих мод качественно совпадают с кривыми, описывающими дисперсию низкочастотных НЕ-мод /рис.4/. Подчеркнем, что в области  $\Lambda \geq \Lambda_h$  существует неограниченное число решений, соответствующих модам с большими значениями  $l$  и  $n$ .

Что касается HE-волн, увеличение напряженности магнитного поля приводит к уменьшению критических длин этих волн. При этом ход дисперсионных кривых не меняется, значительное изменение наблюдается в поведении анизотропной HE-моды. Наряду с уменьшением ее критической длины, в этой области появляется обратная волна. С увеличением напряженности магнитного поля сужается область  $\Lambda_p \div \Lambda_c$  и расширяется область  $\Lambda_h \div \Lambda_p$ , при этом низкочастотные HE-моды становятся более коротковолновыми.

При дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля ( $\mu_{21} c / R \sqrt{\epsilon_L} < \omega_c < \omega_p / \sqrt{\epsilon_L}$ ) новых эффектов не наблюдается. Но при этом сохраняются следующие характерные особенности поведения волн: сужение зоны непрозрачности; расширение области  $\Lambda_h \div \Lambda_p$  - распространения обратных низкочастотных волн; уменьшение критических длин всех HE-волн и смешивание низкочастотных HE-волн со все большим числом высших EH-мод.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована дисперсия электромагнитных волн в однородном анизотропном волноводе, заполненном магнитоактивной полупроводниковой плазмой. Величина напряженности магнитного поля удовлетворяет условию  $\omega_c < \omega_p / \sqrt{\epsilon_L}$ . Установлено, что существует два семейства HE-волн - высокочастотные и низкочастотные. При уменьшении до нуля концентрации носителей в плазме высокочастотное семейство приближается к модам волновода, заполненного диэлектриком с проницаемостью  $\epsilon_L$ , а низкочастотное исчезает, поскольку оно связано с наличием плазмы. Для низкочастотного семейства найдена область, в которой распространяются обратные волны. Между двумя семействами обнаружена новая гибридная HE-мода, связанная с анизотропией заполняющей среды. Эта анизотропная мода не имеет вариаций по радиусу, так как ее компоненты выражаются через модифицированные функции Бесселя. Но она зависит от азимутального числа, хотя эта зависимость очень слабая. С увеличением напряженности внешнего магнитного поля дисперсия анизотропной моды в области ее критической частоты становится аномальной. EH-волны образуют лишь одно семейство, и их дисперсионные кривые расположены среди кривых HE-мод, чередуясь с ними. С увеличением напряженности магнитного поля порядок мод меняется, и, начиная с величины, соответствующей циклотронной частоте  $\omega_c = \mu_{01} c / R \sqrt{\epsilon_L}$ , все большее число дисперсионных кривых EH-волн оказывается среди дисперсионных кривых низкочастотных HE-волн, при этом дисперсионные кривые EH-волн приобретают вид соответствующих кривых для низкочастотного семейства HE-мод. Критические длины как низкочастотных, так и высокочастотных мод, включая и анизотропные моды, уменьшаются.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить профессора А.А.Рухадзе за полезные дискуссии и обсуждение работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Богданкевич Л.С., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. УФН, 1981, 133, с. 3
2. Кузелев М.В. и др. ЖЭТФ, 1982, 4, с. 83.
3. Алексов Е.Г., Иванов С.Т., Швачка А.Б. ОИЯИ, P11-84-592, Дубна, 1984.
4. Владимиров В.В., Волков А.Ф., Мейлихов Е.З. "Плазма полупроводников", Атомиздат, М., 1979.
5. Файнберг Я.Б., Горбатенко И.Ф. ЖТФ, 1959, 29, с. 549.
6. Кузелев М.В., Липеровская Е.В., Рухадзе А.А. Физика плазмы, 1978, 2, с. 4.
7. Жидков Е.П., Швачка А.Б. ОИЯИ, P11-8306, P11-8307, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 декабря 1984 года.

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

1. Первушин В.Н. и др. ОИЯИ, P2-84-649, Дубна, 1984.

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "В кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

Колпаков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, D13-84-53, Дубна, 1984, с.26.

Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.

Алексов Е.Г., Иванов С.Т., Швачка А.Б. P11-84-766  
Численный анализ дисперсии электромагнитных волн в волноводе, заполненном полупроводниковой плазмой. Магнитоактивная плазма

Получено дисперсионное уравнение для волн, распространяющихся в волноводе, заполненном полупроводниковой магнитоактивной плазмой на основе уравнений Максвелла и магнитной гидродинамики. Показано, что в таком волноводе возбуждается одно семейство EH-волн и два семейства HE-волн /высокочастотные и низкочастотные/. При этом среди HE-волн обнаружена новая гибридная HE-мода, связанная с анизотропией полупроводниковой плазмы, заполняющей волновод. Расчет указывает на возникновение обратных низкочастотных волн и анизотропных HE-мод при увеличении напряженности внешнего магнитного поля.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов

Aleksov E.G., Ivanov S.T., Shvachka A.B. P11-84-766  
Numerical Analysis of the Electromagnetic Wave Dispersion in the Waveguide Filled with Semiconductor Plasma. Magnetoactive Plasma

The dispersion equation of the waveguide, filled with semiconductor magnetoactive plasma is received on the base of Maxwell's equations and MHD model of the plasma. This equation is analysed numerically. It is shown, that one family of EH-waves and two families of HE-waves (high frequency and low frequency) may propagate in such system. The HE-mode connected with the anisotropy of the plasma is discovered among two HE-waves families. The existence of both backward low frequency waves and backward anisotropy HE-mode is found.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984