

чие «крупномасштабной» структуры: кривая $K(\beta)$ имеет широкий максимум в середине промежутка $0^\circ-45^\circ$. При отражении от грани (110) такой картины нет.

Итак, сравнительный анализ отражения ионов азота от граней (100) и (110) кристалла меди показывает, что характер особенности (т. е. максимум или минимум) относительного выхода молекулярных ионов в окрестности того или иного кристаллографического направления определяется не кристаллографическим индексом этого направления, а тем, какая структура атомарных рядов на поверхности кристалла — полуканал или «провал» — ему соответствует. Описанные выше качественные закономерности, установленные экспериментально, конечно, требуют количественного теоретического объяснения. Однако теория бездиссоциативного отражения молекулярных ионов кристаллами находится еще в начальной стадии разработки [6—8]. То обстоятельство, что действие упорядоченных поверхностных структур кристалла проявляется сильнее при рассеянии молекулярного иона без диссоциации, остро ставит перед теорией вопрос о роли коррелированных столкновений атомов налетающего молекулярного иона с несколькими атомами мишени. В частности, можно предположить, что бездиссоциативное отражение молекулярных ионов избирательно по отношению к ориентации их межъядерной оси относительно направления поверхностных рядов кристалла или плоскости поверхности. В свою очередь такая избирательность может сказаться на распределении заселенности вибрационных и ротационных состояний отраженных ионов, а следовательно, на спектрах, возможной угловой анизотропии и линейной поляризации излучения при их девозбуждении. Эксперименты по определению заселенности ротационных состояний молекул (правда, малых энергий) при отражении поверхностью кристалла уже проводятся (см., например, [9]). Получение аналогичной информации в экспериментах при энергии ионов в десятки кэВ представляет очень большой интерес.

Автор благодарит В. А. Молчанова за полезные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Балашова Л. Л. и др. Поверхность. Физика, химия, механика, 1982, 3, с. 63. [2] Balashova L. L. et al. J. Phys. B.: At. Mol. Phys., 1983, 16, p. 2609. [3] Balashova L. L., Garin Sh. N., Molchanov V. A. Appl. Phys., 1985, A37, p. 171. [4] Балашова Л. Л., Машкова Е. С., Молчанов В. А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1976, 40, № 8, с. 1696. [5] Dodonov A. I., Garin Sh. N., Mashkova E. S., Molchanov V. A. Surf. Sci., 1984, 140, p. 244. [6] Balashova L. L. et al. Rad. Eff., 1983, 77, p. 67. [7] Bitensky I. S., Parilis E. S. Nucl. Instr. Meth., 1984, B2, p. 364. [8] Jakas M. M., Harrison D. E. Surf. Sci., 1985, 149, p. 500. [9] Kleyn A. W. et al. Ibid., 1985, 152—153, p. 99.

Поступила в редакцию
18.07.85

После переработки
12.03.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 4

РАДИОФИЗИКА

УДК 533.9.01

К ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ СИЛЬНОТОЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ УСИЛИТЕЛЕЙ НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

А. Ф. Александров, М. В. Кузелев, О. Е. Пыркина

(кафедра общей физики для физического факультета)

Настоящая работа посвящена теории сильноточных черенковских усилителей на диэлектрических волноводах.

Рассмотрим идеализованную модель — однородный диэлектрический волновод, пронизываемый сплошным, полностью замагниченным электронным пучком. В рамках этой модели линейное дисперсионное уравнение для колебаний E -типа имеет вид

$$k_{\perp}^2 + \left(k_{\parallel}^2 - \frac{\omega^2}{c_0^2} \right) \left(1 - \frac{\omega_b^2 \gamma^{-3} e^{-1}}{(\omega - k_{\parallel} u)^2} \right) = 0, \quad (1)$$

где $c_0 = c/\sqrt{\epsilon} < u$, $\epsilon > 1$ — диэлектрическая проницаемость заполнения волновода, k_{\perp} и k_{\parallel} — поперечное и продольное волновые числа соответственно, ω — частота, ω_b — ленгмюровская частота электронов пучка, u — их скорость, γ — релятивистский фактор. Структура решений уравнения (1), а следовательно, и механизм усиления, как это показано ниже, существенно зависят от тока пучка.

Представляя k_{\parallel} в виде

$$k_{\parallel} = \frac{\omega}{u} \left[1 + \left(\frac{u^4 \gamma^4}{\epsilon c_0^4 \gamma_0^4} \right)^{1/3} \left(\frac{\omega_b^2 \gamma^{-7}}{2k_{\perp}^2 u^2} \right)^{1/3} \delta \right], \quad (2)$$

где $\gamma_0 = (1 - c_0^2/u^2)^{-1/2}$, сведем (1) к следующей двухпараметрической форме:

$$(\delta + \eta_0) \delta^2 = -(1 - \mu_{\epsilon} \delta) (1 + \mu_{\epsilon} \eta_0), \quad (3)$$

где

$$\mu_{\epsilon} = \left(\frac{c_0^2 \gamma_0^2}{u^2 \gamma^2 \epsilon} \right)^{1/3} \left(4 \frac{\omega_b^2 \gamma^{-1}}{k_{\perp}^2 u^2} \right)^{1/3}, \quad \eta_0 = \frac{1}{\mu_{\epsilon}} \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right), \quad (4)$$

а $\omega_0^2 = k_{\perp}^2 c_0^2 \gamma_0^2$ — частота черенковского резонанса. На рис. 1 на плоскости (μ_{ϵ}, η_0) показана зона усиления колебаний в диэлектрическом волноводе, полученная путем численного анализа уравнения (3). Сужение зоны усиления и смещение ее в область

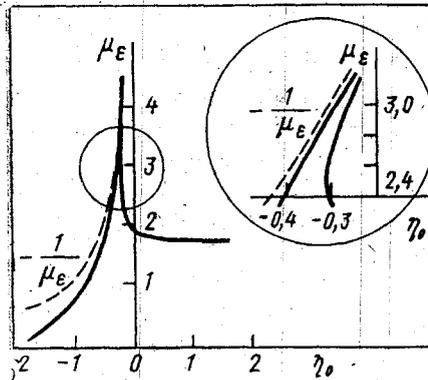


Рис. 1

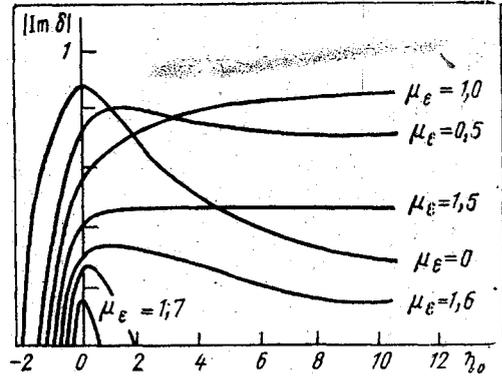


Рис. 2

частот, больших ω_0 , свидетельствует о том, что при больших μ_{ϵ} комptonовский механизм усиления переходит в рамановский, или аномальный доплеровский. На рис. 2 представлены как функции расстройки η_0 для различных μ_{ϵ} величины $|\text{Im } \delta|$, т. е. собственно коэффициенты усиления.

Аналитическое исследование показывает, что при $\mu_{\epsilon} \ll 1$ максимум усиления реализуется при $\eta_0 = 0$, когда $\delta = (1 - i\sqrt{3})/2$. Этот случай соответствует режиму вынужденного излучения Черенкова. В противоположном пределе при $\mu_{\epsilon} \gg 1$ усиление максимально при

$$\eta_0 = -\frac{1}{\mu_{\epsilon}} \left(1 - \frac{1}{\mu_{\epsilon}^3} \right), \quad (5)$$

тогда

$$\delta = \frac{1}{\mu_{\epsilon}} - i \frac{1}{\sqrt{2\mu_{\epsilon}^5}}. \quad (6)$$

В этом случае реализуется режим аномального эффекта Доплера.

Интересен размерный вид формул (5) и (6):

$$\omega^2 = \mu_{\epsilon}^3 \omega_0^2, \quad \text{Im } k_{\parallel} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} k_{\perp} \gamma_0^{-1}, \quad (7)$$

т. е. частота максимального усиления растет пропорционально току, а вследствие этого коэффициент усиления от тока зависеть перестает. Отметим, что для $\mu_{\epsilon} > 1$

пучок является сильноточным. При этом предполагается его зарядовая нейтрализация.

В случае тонкого пучка в однородном диэлектрическом волноводе появляется возможность управления механизмом усиления путем изменения места инжекции пучка аналогично методу работы [1].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Кузелев М. В., Панин В. А., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С. Письма в ЖТФ, 1984, 10, с. 228.

Поступила в редакцию
16.09.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 4

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.338.32:621.373.8

ВЛИЯНИЕ ПЛЕНЕНИЯ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ АКТИВНОЙ СРЕДЫ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

В. А. Кливаденко, Г. Е. Пузыревская

(кафедра общей физики и волновых процессов)

В последнее время заметно вырос интерес к вопросам влияния пленения резонансного излучения на различные характеристики газовых лазеров. При этом наиболее важной задачей для прикладной нелинейной оптики является расчет поляризации активной среды и нахождение нелинейных восприимчивостей с учетом пленения. Для решения этой и других задач развито несколько основных подходов. Диффузионный подход был обобщен в вышедшей недавно книге [1]. Квантовая теория явления развивалась в работах [2, 3, 4] и др. В ряде статей [5, 6] использовалась модель с усредненным ядром Кейлсона—Сторера. Последовательный вывод выражения для интеграла столкновений в уравнениях для функции распределения атомов активной среды газового лазера с учетом пленения был сделан в монографии [7].

В настоящей работе на основе решения системы квантовых кинетических уравнений для элементов матрицы плотности атомов рабочей среды газового лазера проведено расчет поляризации при наличии пленения. Рассмотрим, следуя [8], двухуровневую модель активной среды. Пусть «а» — верхний, «b» — нижний рабочие уровни, «о» — основное состояние. Будем считать, что пленение имеет место как с верхнего, так и с нижнего рабочих уровней. Тогда исходная система уравнений для элементов матрицы плотности при определенных допущениях, обычно используемых в теории газовых лазеров, будет иметь вид

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) \rho_a(r, v, t) &= \frac{i}{\hbar} [d_{ab}\rho_{ba} - d_{ba}\rho_{ab}] E(r, t) - \gamma'_a (\rho_a - \rho_a^{(0)}) + \tilde{\gamma}_a [\tilde{L}\rho_a - \rho_a], \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) \rho_b(r, v, t) &= - \frac{i}{\hbar} [d_{ab}\rho_{ba} - d_{ba}\rho_{ab}] E(r, t) - \gamma'_b (\rho_b - \rho_b^{(0)}) + \\ &+ \tilde{\gamma}_b [\tilde{L}\rho_b - \rho_b], \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} - i\omega_{ab} + \gamma_{ab} \right) \rho_{ab}(r, v, t) &= - \frac{i}{\hbar} [d_{ab}(\rho_b - \rho_a) E(r, t)], \end{aligned} \quad (1)$$

$$\rho_{ba} = \rho_{ab}^*$$

Здесь d_{ab} , d_{ba} — матричные элементы дипольного момента атома ($d_{aa} = d_{bb} = 0$); ω_{ab} и γ_{ab} — частота и релаксационная константа перехода $a \rightarrow b$; $E(r, t)$ — напряженность электрического поля; γ'_a и γ'_b — релаксационные константы рабочих уровней; $\tilde{\gamma}_a = A_{o^a}$ и $\tilde{\gamma}_b = A_{o^b}$ — коэффициенты Эйнштейна для переходов $a \rightarrow o$ и $b \rightarrow o$; $\rho_a^{(0)}$ и $\rho_b^{(0)}$ — функции, определяемые накачкой. Положим

$$\rho_\alpha^{(0)} = \rho_\alpha^{(0)} \rho(v), \quad \gamma_\alpha = \tilde{\gamma}_\alpha + \gamma'_\alpha \quad (\alpha = a, b),$$