

варительного оптического возбуждения интенсивности указанных полос не обнаруживают заметной зависимости от положения плоскости поляризации света. Предварительное возбуждение кристалла $\text{CaF}_2\text{-NaF}$ при 77 К поляризованным светом в полосе 435 нм приводит к наведению дихроизма в полосах 435 и 385 нм, что однозначно указывает на принадлежность обеих полос одному центру. Наибольший дихроизм наблюдается при поляризации возбуждающего света по [111] направлению. На рисунке, 6 представлена угловая зависимость поглощения в полосах 435 и 385 нм после возбуждения кристалла $\text{CaF}_2\text{-NaF}$ светом 435 нм, поляризованным вдоль [111] направления. Остаточное поглощение в полосе 435 нм максимально в направлении, перпендикулярном [111], вдоль которого был поляризован возбуждающий свет, а поглощение в полосе 385 нм максимально при поляризации света вдоль [111] направления.

Таким образом, за полосы 385 и 435 нм ответствен один и тот же оптически активный центр, имеющий ориентацию [111] в кристалле и связанный с дорадиационными дефектами, введенными совместно с примесью натрия. Такими центрами могут быть только F_A -центры, свойства которых в ш. г. к. [7-9] (положение полос относительно F -полосы, дихроизм поглощения, ЭПР) аналогичны полученным нами для $\text{CaF}_2\text{-NaF}$ и представляющими собой F_A -центр, расположенный рядом с ионом натрия.

Следует отметить, что облучением при 77 К наводятся преимущественно F_A -центры, но не F -центры, хотя вакансии фтора при этой температуре неподвижны. Поэтому следует полагать, что либо F_A -центры образуются непосредственно на комплексах ион натрия — анионная вакансия, либо движение вакансий стимулируется полем радиации. Нами показано [6], что нагревание кристаллов $\text{CaF}_2\text{-NaF}$ после облучения при 77 К приводит к преобразованию F_A -центров в M_A -центры с максимальной скоростью при температурах около 80 и 250 К.

Литература

- [1] Р. Раух. Изв. АН СССР, сер. физика, 37, 3, 1973.
- [2] Е. К. Завадовская, В. М. Лисицын. Изв. ТПИ, 69, 58, 1968.
- [3] В. М. Лисицын, В. Ф. Штанько. Изв. вузов, физика, 5, 1975.
- [4] Г. Боуэк, Д. Гиббонс. Радиационный анализ. Атомиздат, М., 1968.
- [5] Т. Камикава, Y. Kasumata, A. Kikuchi, K. Ozawa. Phys. Lett., 21, 126, 1966.
- [6] В. М. Лисицын, В. Ф. Штанько. Изв. вузов, 1977.
- [7] R. Miehner. Phys. Rev. Lett., 8, 362, 1962.
- [8] Н. Баран, М. Дейген, С. Ищенко, М. Рубан, В. Удод. ФТТ, 10, 3005, 1968.
- [9] F. Lütty. Z. Physik, 165, 17, 1961.

Поступило в Редакцию 23 июля 1975 г.

УДК 539.184.27 + 546.11

О ВЛИЯНИИ АНИЗОТРОПИИ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ШУМОВ НА ШТАРКОВСКИЕ ПРОФИЛИ ВОДОРОДНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Е. А. Окс и Г. В. Шолин

1. Диаграмму направленности низкочастотных (НЧ) электростатических шумов турбулентной плазмы определяют спектроскопически с помощью поляризационного анализа штарковских профилей водородных линий [1, 2]. Для высокочастотных (ВЧ) шумов основным эффектом оказываются неадиабатические переходы между штарковскими подуровнями, приводящие, как было показано в [3], в случае изотропного в пространстве спектра к своеобразным «рельефам» на профиле линии, возникающим на частотах, близких к ленгмюровской. В настоящей работе теория [3] обобщается на случай анизотропного спектра ВЧ шумов.

2. Рассмотрим атом водорода, излучающий в квазистатическом НЧ поле F при одновременном воздействии ВЧ поля $E(t)$ с характерной частотой Ω и амплитудой $E_0 \ll |F|$. Штарковская компонента α , согласно [3], будет испытывать дополнительный сдвиг $D^{(\alpha)}$ и уширение $\Gamma^{(\alpha)}$ ¹

$$D^{(\alpha)} \propto \Gamma^{(\alpha)} \propto \left(\sum_{\alpha' \neq \alpha} |d_{\alpha\alpha'}|^2 \right) \sum_k E_k^2 \sin^2 \phi_k, \quad (1)$$

¹ Дополнительное уширение $\Gamma^{(\alpha)}$ возникает в случае, когда длина пучков ВЧ колебаний τ не превышает времени между сильными столкновениями атома с электронами τ_0 .

где ψ_k — угол между E_k и F . Из формулы (1) следует, что наибольший неадиабатический эффект производят ВЧ шумы с $E_k \perp F$, а шумы с $E_k \parallel F$ действуют адiabатически.

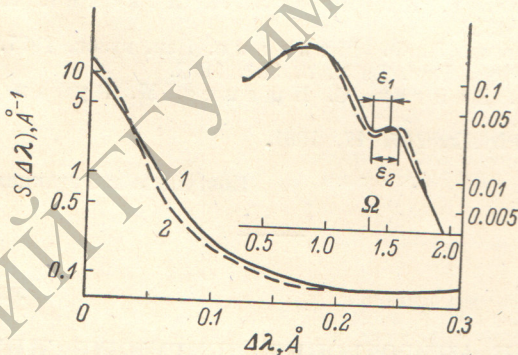
Зависимость сдвига и полуширины штарковской компоненты от угла ψ_k влияет на результирующий штарковский профиль. Поляризационные профили штарковской компоненты α получаются в результате усреднения $D^{(\alpha)}$ и $\Gamma^{(\alpha)}$ по распределению ВЧ полей, симметричному относительно оси OZ и последующей свертки полученного дисперсионного профиля с распределением НЧ полей и зависящей от угла наблюдения интенсивностью. На рисунке приведены теоретические поляризационные профили линии $Ly-\alpha$ для случая вытянутого вдоль оси OZ спектра ВЧ шумов и изотропного распределения НЧ полей. Относительное изменение ширины «рельефа» в поляризационном эксперименте $P_\nu(\mu) \equiv \frac{\varepsilon_{1\nu} - \varepsilon_{2\nu}}{\varepsilon_{2\nu} + \varepsilon_{1\nu}/2}$ ($\nu = \pi, \sigma$) есть

$$P_\pi = -2P_\sigma = (4B)^{-1} \frac{(3A + 2B)(A + B) - A(3A + 4B)g[A/(A + B)]}{A + B + Ag[A/(A + B)]} \quad (2)$$

где

$$\left. \begin{aligned} A &\equiv \frac{3}{4} \frac{1 - 2\mu^2 + \mu^2 g(\mu^2)}{1 - \mu^2}, \quad B \equiv \frac{3}{4} \frac{1 + 2\mu^2 - 3\mu^2 g(\mu^2)}{1 - \mu^2}, \\ \mu &\equiv \sqrt{\frac{2\langle E_{\parallel}^2 \rangle}{\langle E_{\perp}^2 \rangle}}, \\ g(x) &\equiv \frac{\arcsin \sqrt{1 - x^{-1}}}{\sqrt{x - 1}} \quad \text{при } x > 1, \quad g(x) = \frac{\operatorname{arsh} \sqrt{x^{-1} - 1}}{\sqrt{1 - x}} \quad \text{при } x < 1. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Следовательно, $P_\pi \geq 0$, $P_\sigma \leq 0$ при $\mu \leq 1$, что позволяет по виду поляризационных профилей сразу качественно определить характер анизотропии ВЧ шумов.²



Поляризационные профили водородной линии $Ly-\alpha$ в плазме с $N \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 10^2 \text{ эВ}$, $T_a \approx 10^{-2} \text{ эВ}$, $F_0 \approx 500 \text{ кВ/см}$, $E_0 \approx 300 \text{ кВ/см}$, $\mu = 3$, $\eta = 1$.

При анизотропном распределении НЧ полей характер зависимости P_ν от μ сохраняется, однако при сильной анизотропии НЧ полей $\eta \equiv \sqrt{2\langle F_{\parallel}^2 \rangle / \langle F_{\perp}^2 \rangle}$ величина $|P| \propto \min(\eta^2, \eta^{-2}) \rightarrow 0$. В этом случае предпочтительнее проводить анализ центральной компоненты, для которой влияние ВЧ шумов приводит к увеличению полуширины поляризационных профилей на величины

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{1\sigma} &= \gamma_0 \left[A + \frac{B\eta}{2(\eta - 1)} \frac{3 - (\eta + 2)g(\eta)}{1 - \eta g(\eta)} \right], \\ \gamma_{2\sigma} &= \gamma_0 \left[A + \frac{B\eta}{2(\eta - 1)} \frac{4\eta - 1 - (5\eta - 2)g(\eta)}{2\eta - 1 - \eta g(\eta)} \right], \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где γ_0 — увеличение полуширины при изотропных ВЧ шумах, рассчитанное в [3]. При этом $\gamma_{1\sigma} \approx \gamma_2$ при $\mu \approx 1$.

² Вообще говоря, анизотропия ВЧ шумов может быть обнаружена и без поляризационного анализа с помощью наблюдений профиля линии в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Однако при этом необходимо регистрировать свет, испускаемый из одного и того же объема плазмы, что на практике трудно осуществимо.

3. Интересно проанализировать на основе развитых выше представлений эксперименты, в которых наблюдалось уширение водородных линий в плазме с ленгмюровскими шумами. Так в работе [4] было зарегистрировано уменьшение ширины линии H_α при переходе от наблюдения поперек оси симметрии к наблюдению вдоль нее. В соответствии с данной теорией этот факт может быть интерпретирован как свидетельство анизотропии ВЧ шумов: $\mu > 1$.

В экспериментах [5] наблюдались особенности на профилях H_α , H_β , H_γ , которые в соответствии с [3] могут быть непротиворечиво истолкованы как «рельефы». Однако поляризационный анализ профиля H_β в [3] не выявил изменений ширины «рельефов», но обнаружил заметное изменение глубины одного из них на частоте $\Omega/2$ при неизменной глубине «рельефа» на частоте Ω . Этот факт свидетельствует об анизотропии НЧ полей. Действительно, «рельеф» на частоте Ω образуется компонентой 4σ , а «рельеф» на частоте $\Omega/2$ — компонентами 2π и 2σ . Вследствие частичной поляризации компонент анизотропия НЧ полей изменяет относительный вклад 2π и 2σ в поляризационных контурах вблизи «рельефа», причем разность относительных интенсивностей в его минимуме равна

$$\delta I \equiv \left[\left(\frac{S}{S_{E_0=0}} \right)_1 - \left(\frac{S}{S_{E_0=0}} \right)_2 \right]_{\omega=\Omega/2} \propto \left(3 < \frac{F_{\parallel}^2}{F^2} > -1 \right).$$

Поскольку на эксперименте наблюдалось $\delta I < 0$, то $\left(\left\langle \frac{F_{\parallel}^2}{F^2} \right\rangle \right) < \frac{1}{3}$ и распределение НЧ шумов в [5] имеет вид «чечевицы». Что же касается ВЧ шумов, то в данном случае не наблюдалось характерного для анизотропии изменения ширины «рельефов» в поляризационных измерениях, и поэтому ленгмюровские шумы можно считать изотропными.

Таким образом, поляризационный анализ штарковских контуров позволяет не только определять степень анизотропии НЧ полей η по методике [2], но и оценивать, как показано в настоящей работе, степень анизотропии μ ВЧ шумов.

Литература

- [1] Е. К. Завойский, Ю. Г. Калинин, В. А. Скорюпин, В. В. Шапкин, Г. В. Шолин. Письма ЖЭТФ, 13, 19, 1971.
- [2] М. В. Бабыкин, А. И. Жужунашвили, Е. А. Окс, В. В. Шапкин, Г. В. Шолин. ЖЭТФ, 65, 175, 1973.
- [3] Е. А. Окс, Г. В. Шолин. ЖЭТФ, 68, № 3, 1975.
- [4] Л. П. Закалов, А. Г. Плахов, В. В. Шапкин, Г. В. Шолин. ДАН СССР, 198, 1306, 1971.
- [5] C. C. Gallagher, M. A. Levine. Phys. Rev. Lett., 30, 897, 1973.

Поступило в Редакцию 18 декабря 1975 г.

УДК 621.373 : 535 (206.3)

О ПОРОГОВЫХ УСЛОВИЯХ ГЕНЕРАЦИИ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА С ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Н. А. Бродович и Н. Н. Розанов

В настоящей работе рассматривается генерация газового лазера с несинхронной внутрирезонаторной частотной модуляцией. Хотя эта задача исследовалась в целом ряде работ [1-4], многие важные вопросы остались открытыми. К ним, по нашему мнению, относятся вид пороговых условий генерации, а также связь между шириной подосы модуляции и шириной полосы резонатора. Ниже решение этих задач получено в рамках достаточного для поставленных целей линейного анализа.

Рассмотрим внутрирезонаторную модуляцию лазера по схеме, изображенной на рисунке. Здесь M — линейный модулятор; отраженное поле после падения на него волны произвольной оптической частоты и единичной амплитуды имеет вид

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} \mu_k \exp [-i(\omega + k\Omega)t]. \quad (1)$$

При частотной модуляции $\mu_k (-i)^k J_k(\Gamma)$, где $J_k(\Gamma)$ — функции Бесселя первого рода, Γ — пропорциональная управляющему напряжению разность фаз на кристалле. Поле внутри резонатора разложим по гармоникам. Для волны, бегущих в положительном направлении по оси z ,

$$E^+(z, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n \exp [i(k_n z - \omega_n t)] \exp \alpha_n z. \quad (2)$$