ляло работой реле, переключающего систему из автоколебательного режима в режим возбуждения от генератора стабильной частоты.

Таким образом, режим автоколебательного разогрева сегнетокерамического конденсатора эффективен и легко практически реализуем. Существенно также, что разогрев внутренними источниками тепла диэлектрических потерь приводит к однородному распределению температуры по объему конденсатора, что уменьшает время установления стационарного распределения температуры при переходе в режим автоматической термостабилизации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов И. В. Автоматическая стабилизация температуры в сегнетоэлектрических резонаторах СВЧ-диапазона.— Радиотехника и электроника, 1968, 13, № 7, 1291—1295.
2. Ivanov I. V. Effect of automatic temperature stabilisation in ferroelectric oscillatory systems.— Ferroelectrics, 1972, N 4, 29—37.
3. Гуськов В. П., Ермаченков Н. С., Иванов И. В. Сегнетоэлектрические микротермостаты.— Приборы и техника эксперимента, 1972, № 2, 228—229.
4. Иванов И. В., Гуськов В. П., Якунин В. Г. Сегнетоэлектрические тепловые излучатели с высокой стабильностью температуры.— Оптико-механическая промышленность, 1975, № 6, 57—59.
5. Гуськов В. П., Иванов И. В., Рукин Е. И. Резонансная автотермостабилизация сегнетокерамической пленки.— Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1977, 18, № 6, 113—114.
6. Мкртумов А. С. Исследование взаимодействия мод в многочастотных генераторах с запаздывающей обратной связью. Канд. дис. М., 1977.

Поступила в редакцию
30.06.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1980. Т. 21, № 3

УДК 535.338.334:533.9.01

С. А. СУХИН

СДВИГ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В НЕРАВНОВЕСНОЙ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

Введение. Исследование уширения и сдвига спектральных линий излучения атомов частично ионизованной плазмы представляет существенный как практический (например, для диагностики плазмы), так и научный интерес, поскольку дает большую информацию о сложных процессах в плазме.

В недавнем обзоре В. С. Лисицы «Штарковское уширение линий водорода в плазме» [1] изложены результаты многих исследований по уширению и сдвигу спектральных линий, выполненных за последние годы. Детально рассмотрены вопросы, связанные с линейным штарковским расщеплением, которое имеет место в атоме водорода. При этом остается открытым вопрос о роли смещений спектральных линий, которые не связаны с наличием у атома постоянного дипольного момента. Для энергетических уровней, на которых линейный эффект Штарка не проявляется, учет этих смещений является особенно существенным.

В последние годы наряду с традиционным подходом начинает развиваться кинетическая теория уширения спектральных линий [2, 3]. Преимущество ее состоит в том, что она позволяет развить метод расчета уширения и сдвига и для неравновесных состояний плазмы.

В кинетической теории уширения спектральных линий их форма задается в виде функции Лоренца, с переменными шириной и сдвигом. Выражения для них получаются упрощением диссипативной и недиссипативной частей интеграла столкновений для недиагональной матрицы плотности. Приближения, используемые при выводе интеграла столкновений, по существу, совпадают с теми, которые обеспечивают применимость ударного приближения в традиционной теории уширения спектральных линий [1, 4].

Используя метод кинетического уравнения, удается выразить ширину и сдвиг линии через спектральную плотность флуктуаций поля (аналогичный метод использован в работе [5] при вычислении частоты неупругих столкновений). Поскольку вклады в спектральную плотность дают различные процессы [6], тем самым учитывается их влияние на форму линии.

Пользуясь методикой, изложенной в работах [2—4], и учитывая только недиагональные матричные элементы дипольного момента атома, можно получить следующие выражения для ширины и сдвига линии:

$$\gamma_{nm}(\omega) = \frac{e^2}{6\hbar^2}\int\frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\sum_{n_1}\{|\mathbf{r}_{nn_1}|^2(\delta\mathbf{E}\,\delta\mathbf{E})_{\omega-\omega_{n_1m}+\mathbf{kv},\mathbf{k}} + |\mathbf{r}_{n_1m}|^2(\delta\mathbf{E}\,\delta\mathbf{E})_{\omega-\omega_{nn_1}+\mathbf{kv},\mathbf{k}}\}, \tag{1}$$

$$\Delta_{nm}(\omega) = \frac{e^2}{3\hbar^2}\int\frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\,\mathrm{V.\,p.}\int\frac{d\omega'}{2\pi}(\delta\mathbf{E}\,\delta\mathbf{E})_{\omega'\mathbf{k}}\times \sum_{n_1}\left\{\frac{|\mathbf{r}_{nn_1}|^2}{\omega-\omega_{n_1m}+\mathbf{kv}-\omega'} + \frac{|\mathbf{r}_{n_1m}|^2}{\omega-\omega_{nn_1}+\mathbf{kv}-\omega'}\right\}. \tag{2}$$

Ширина и сдвиг линии оказываются зависящими от скорости атома $\mathbf{v}$. Положим $\mathbf{v}=0$, тем самым мы исключаем из рассмотрения эффект Доплера.

Входящая в (1) и (2) спектральная плотность флуктуаций поля слагается из двух частей — поперечной и продольной:

$$(\delta\mathbf{E}\,\delta\mathbf{E})_{\omega,\mathbf{k}} = (\delta\mathbf{E}\,\delta\mathbf{E})^{\perp}_{\omega,\mathbf{k}} + (\delta\mathbf{E}\,\delta\mathbf{E})^{\parallel}_{\omega,\mathbf{k}}.$$

В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением флуктуаций продольного поля; в дальнейшем знак «‖» у $(\delta\mathbf{E}\delta\mathbf{E})_{\omega\mathbf{k}}$ опускаем. Кроме того, мы будем интересоваться главным образом сдвигом линии (2), так как выражение (1) детально исследовалось в работе [3].

Спектральную функцию $(\delta\mathbf{E}\delta\mathbf{E})_{\omega\mathbf{k}}$ можно представить в виде суммы трех частей, определяющих вклады электронов, ионов и атомов плазмы. Мы рассмотрим только вклады электронов и атомов. Влияние ионов на сдвиг линии можно учесть, просто сменив обозначения в соответствующей формуле для электронов. Область применимости такого выражения будет гораздо уже из-за меньших скоростей ионов.

Сдвиг спектральных линий за счет флуктуаций продольного поля, создаваемого электронами. В пренебрежении эффектом Доплера в формуле (2) можно провести интегрирование по k. Тогда для сдвига линии получаем следующее выражение:

$$\Delta_{nm}(\omega) = \frac{e^2}{3\hbar^2}\,\mathrm{V.\,p.}\int\frac{d\omega'}{2\pi}(\delta\mathbf{E}\,\delta\mathbf{E})_{\omega'}\sum_{n_1}\left\{\frac{|r_{nn_1}|^2}{\omega-\omega_{n_1m}-\omega'} + \frac{|\mathbf{r}_{n_1m}|^2}{\omega-\omega_{nn_1}-\omega'}\right\}. \tag{3}$$

Здесь $(\delta E \delta E)_{\omega'}$ — временная спектральная плотность флуктуаций. В локально-равновесной плазме выражение для нее имеет вид [4]

$$(\delta \mathbf{E}\, \delta \mathbf{E})_\omega = 16 \sqrt{2\pi}\, n_e e^2 \sqrt{\frac{m}{\theta_e}} \int_0^\infty \frac{dk}{k\, |\varepsilon(\omega, \mathbf{k})|^2} \operatorname{ch} \frac{\hbar\omega}{2\theta_e} \times$$

$$\times \exp\left[-\frac{(m\omega/k)^2 + (\hbar^2/4)\, k^2}{2m\,\theta_e}\right], \tag{4}$$

m, n_e, θ_e — соответственно масса, концентрация, температура электронов, $\varepsilon(\omega, \mathbf{k})$ — продольная диэлектрическая проницаемость.

Выражение (4) слишком сложно. Рассмотрим слабо поляризующуюся плазму. Тогда в широких пределах изменения ω, $\mathbf{k}$ можно считать $\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1$. Это равенство нарушается при малых k и $\omega \sim \omega_L$ (ω_L — ленгмюровская частота), которые соответствуют переходам с малым изменением энергии. Такие переходы рассматривались в работе [5]. Мы ограничимся рассмотрением слабо возбужденных атомов. Полагая в (4) $\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1$, получим

$$(\delta \mathbf{E}\, \delta \mathbf{E})_\omega = 8 \sqrt{2\pi}\, n_e e^2 \sqrt{\frac{m}{\theta_e}}\, K_0\left(\frac{\hbar|\omega|}{2\theta_e}\right) \operatorname{ch} \frac{\hbar\omega}{2\theta_e}, \tag{5}$$

$K_0(x)$ — функция Макдональда.

Из (5) и (3), учитывая четность функции $(\delta E \delta E)_\omega$ и используя аналитические свойства $K_0(z)$ [7, формула 6.695.2], получим

$$\Delta_{nm}(\omega) = \frac{(2\pi)^{3/2}}{3} \frac{n_e e^4}{\hbar^2} \sqrt{\frac{m}{\theta_e}} \sum_{n_1} \{ |\mathbf{r}_{nn_1}|^2 \exp(-|a_{n_1 m}|) \times$$

$$\times I_0(|a_{n_1 m}|) \operatorname{sign} a_{n_1 m} + |\mathbf{r}_{n_1 m}|^2 \exp(-|a_{nn_1}|)\, I_0(|a_{nn_1}|) \operatorname{sign} a_{nn_1}\}, \tag{6}$$

где $a_{rs} = \hbar(\omega - \omega_{rs})/2\theta_e$, $I_0(x)$ — функция Бесселя мнимого аргумента. В (6) можно пренебречь расстройкой $\Delta\omega$ по сравнению с частотами оптических переходов и положить $\omega = \omega_{nm}$. В пределе $|\hbar\omega_{nn_1}|$, $|\hbar\omega_{n_1 m}| \gg \theta_e$ из (6) получаем

$$\Delta_{nm} = \frac{2\pi\sqrt{2}}{3} \frac{n_e e^4}{\hbar^2} \sqrt{\frac{m}{\theta_e}} \sum_{n_1} \left\{ |\mathbf{r}_{nn_1}|^2 \frac{\operatorname{sign} \omega_{nn_1}}{\sqrt{|\omega_{nn_1}|}} + \right.$$

$$\left. + |\mathbf{r}_{n_1 m}|^2 \frac{\operatorname{sign} \omega_{n_1 m}}{\sqrt{|\omega_{n_1 m}|}} \right\}. \tag{7}$$

При этих же условиях ширина линии равна [3]

$$\gamma_{nm} = \frac{4\pi\sqrt{2}}{3} \frac{n_e e^4}{\hbar^2} \sqrt{\frac{m}{\theta_e}} \sum_{n_1} \left\{ \frac{|\mathbf{r}_{nn_1}|^2}{\sqrt{|\omega_{nn_1}|}} + \frac{|\mathbf{r}_{n_1 m}|^2}{\sqrt{|\omega_{n_1 m}|}} \right\}.$$

Отметим, что результат (7) отличается от выражения (36) работы [8]: вклад в сдвиг дают состояния, лежащие и выше и ниже того, с которого атом совершает излучательный переход. В другом предельном случае $|\hbar\omega_{nn_1}|$, $|\hbar\omega_{n_1 m}| \ll \theta_e$ сдвиг равен

$$\Delta_{nm} = \frac{(2\pi)^{3/2}}{3} \frac{n_e e^4}{\hbar^2} \sqrt{\frac{m}{\theta_e}} \sum_{n_1} \{ |r_{nn_1}|^2 \operatorname{sign} \omega_{nn_1} + |\mathbf{r}_{n_1 m}|^2 \operatorname{sign} \omega_{n_1 m}\}, \tag{8}$$

а ширина дается выражением [3]

$$\gamma_{nm} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3}\,\frac{n_e e^4}{\hbar^2}\sqrt{\frac{m}{\theta_e}}\sum_{n_1}\left\{|r_{nn_1}|^2 \ln\frac{4\theta_e}{\hbar\,|\omega_{nn_1}|} + \right.$$

$$\left. + |\mathbf{r}_{n_1 m}|^2 \ln\frac{4\theta_e}{\hbar\,|\omega_{n_1 m}|}\right\}.$$

Сдвиг спектральной линии, даваемый, выражением (7), соответствует сдвигу в ионосферной плазме [9], в то время как выражение (8) справедливо для плазмы, находящейся во внешнем электрическом поле, когда температура электронов может значительно превышать температуру ионов.

Из сопоставления выражений для ширины и сдвига спектральной линии вытекает, что при указанных условиях выполняется неравенство $\Delta_{nm} \ll \gamma_{nm}$ и, следовательно, форма линии определяется шириной γ_{nm}.

Сдвиг спектральной линии за счет резонансного взаимодействия атомов. Резонансное взаимодействие имеет место при столкновениях двух одинаковых атомов, один из которых возбужден. Вероятность передачи энергии оказывается гораздо выше, чем при других типах столкновений, поэтому учет таких процессов существен в слабоионизованной плазме. Эффекты поляризации можно при этом не учитывать вследствие малой концентрации заряженных частиц.

Спектральная плотность флуктуаций продольного поля, создаваемого атомами, дается следующим выражением [4]:

$$(\delta\mathbf{E}\,\delta\mathbf{E})_\omega = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3}\,\frac{n_a e^2}{\hbar}\sqrt{\frac{M^3}{\theta_a}}\sum_{n'm'}|\mathbf{r}_{n'm'}|^2\,|\omega-\omega_{n'm'}|\,\times$$

$$\times K_1\left(\frac{\hbar\,|\omega-\omega_{n'm'}|}{2\theta_a}\right)\left[\rho_{m'}\exp\frac{\hbar\,(\omega-\omega_{n'm'})}{2\theta_a} + \right.$$

$$\left. + \rho_{n'}\exp\frac{\hbar\,(\omega_{n'm'}-\omega)}{2\theta_a}\right].$$

Здесь M — масса атома, ρ_n — функция распределения по внутренним состояниям атома. Остальные обозначения соответствуют обозначениям предыдущего раздела. Указанная спектральная плотность получена в приближении теории возмущений; вытекающие отсюда ограничения обсуждаются ниже.

Аналогично выводу (6) получаем

$$\Delta_{nm}(\omega) = \frac{(2\pi)^{3/2}}{9}\,\frac{n_a e^4}{\hbar^4}\sqrt{M^3\theta_a}\sum_{n_1 n' m'}|\mathbf{r}_{n'm'}|^2\,\times$$

$$\times\{|\mathbf{r}_{n_1 n}|^2 e^{-|b_{n_1 m}|} I_1(|b_{n_1 m}|)\,|b_{n_1 m}|\,[(\rho_{m'}-\rho_{n'}) -$$

$$-(\rho_{m'}+\rho_{n'})\,\mathrm{sign}\,b_{n_1 m}] + |\mathbf{r}_{n_1 m}|^2 e^{-|b_{nn_1}|} I_1(|b_{nn_1}|)\,\times$$

$$\times|b_{nn_1}|\,[(\rho_{m'}-\rho_{n'})-(\rho_{m'}+\rho_{n'})\,\mathrm{sign}\,b_{nn_1}]\}. \tag{9}$$

В (9) введено обозначение: $b_{rs} = \hbar\,(\omega-\omega_{rs}-\omega_{n'm'})/2\theta_a$.

В приближении двух уровней и при сохранении лишь «резонансных» членов, в которых $b_{n,m} = b_{nn_1} = \hbar\,\Delta\omega/2\theta_a$, из (9) получаем

$$\Delta_{nm}(\omega) = \frac{(2\pi)^{3/2}}{9}\,\frac{n_a e^4}{\hbar^3}\sqrt{\frac{M^3}{\theta_a}}\,|\mathbf{r}_{nm}|^4 \exp\left(-\frac{\hbar\,|\Delta\omega|}{2\theta_a}\right)\times$$
$$\times I_1\left(\left|\frac{\hbar\,\Delta\omega}{2\theta_a}\right|\right)|\Delta\omega|\,[\rho_m - \rho_n - (\rho_m + \rho_n)\,\mathrm{sign}\,\Delta\omega]. \qquad (10)$$

Резонансный сдвиг оказывается равным нулю в центре линии и резко асимметричен при нулевой расстройке.

Обсудим теперь пределы применимости выражения (10). Физически частотное «размытие» сдвига обусловлено конечностью времени взаимодействия атомов при столкновениях, что приводит к интегралу столкновений немарковского типа. По порядку величины время взаимодействия равно $\rho_0/V_т$, где ρ_0 определяется из условия применимости теории возмущений по диполь-дипольному взаимодействию:

$$\frac{2}{3}\,\frac{e^2\,|\mathbf{r}_{nm}|^2}{\rho_0^3} \ll \frac{\hbar V_т}{\rho_0}.$$

Здесь $V_т = \sqrt{2\theta_a/M}$ — тепловая скорость атомов. Из «соотношения неопределенностей» при фурье-обращении $\Delta t\Delta\omega \sim 1$ вытекает, что максимальная величина расстройки не должна превышать $V_т/\rho_0$. Следовательно, выполняется неравенство

$$\frac{\hbar\,\Delta\omega}{2\theta_a} \leqslant \frac{\lambda_Б}{\rho_0} \ll 1, \qquad (11)$$

$\lambda_Б$ — длина волны де Бройля атома.

Учитывая (11), получаем, что максимальная величина сдвига равна

$$(\Delta_{nm})_{\max} = \pi^{3/2}\,\frac{n_a e^2 f_{nm}}{m\,\omega_{nm}}\max\{\rho_n, \rho_m\},$$

где f_{nm} — сила осциллятора для перехода $n \to m$. В работе [3] получено выражение для резонансной ширины линии:

$$\gamma_{nm} = \sqrt{\pi}\,\frac{n_a e^2}{m\,\omega_{nm}}\,f_{nm}(\rho_n + \rho_m).$$

Следовательно, сдвиг имеет тот же порядок величины, что и ширина линии, поэтому при определении профиля спектральной линии их надо учитывать одновременно.

В заключение автор пользуется возможностью выразить благодарность Ю. Л. Климонтовичу за поддержку и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лисица В. С. Штарковское уширение линий водорода в плазме.— Успехи физ. наук, 1977, **122**, вып. 3, 449—495.
2. Климонтович Ю. Л. Вопросы статистической теории взаимодействия атомов с излучением.— Успехи физ. наук, 1970, **101**, вып. 4, 577—605.
3. Асмарян Э. А., Климонтович Ю. Л. К теории уширения спектральных линий в неравновесной частично ионизованной плазме.— Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1974, **15**, № 3, 273—281.
4. Климонтович Ю. Л. Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. М., 1975, 352 с.
5. Виноградов А. В., Шевелько В. П. О частоте неупругих столкновений в плазме.— ЖЭТФ, 1976, **71**, вып. 9, 1037—1044.
6. Климонтович Ю. Л. Статистическая теория неупругих процессов в плазме. I. Кинетические уравнения для кулоновской плазмы с учетом неупругих процессов.— ЖЭТФ, 1967, **52**, вып. 5, 1233—1245.

7. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1963, 1100 с.
8. Бойко В. И. Электронное уширение перекрывающихся спектральных линий.— ЖЭТФ, 1975, 68, вып. 3, 855—865.
9. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. М., 1975, 256 с.

Поступила в редакцию
28.06.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1980, Т. 21, № 3

УДК 538.22

К. П. БЕЛОВ, Л. И. КОРОЛЕВА, М. А. ШАЛИМОВА,
В. Ю. ПАВЛОВ, И. В. ГОРДЕЕВ, Я. А. КЕСЛЕР

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ХАЛЬКОГЕНИДНОЙ ШПИНЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ $Cu_xCo_{1-x}Cr_2S_4$

Существующие в настоящее время магнитные полупроводники, как на основе редкоземельных халькогенидов, так и халькогенидные шпинели, обладают низкотемпературными точками Кюри (значительно ниже комнатной температуры). Очень важным в практическом отношении является изыскание составов магнитных полупроводников с точками Кюри выше комнатной температуры. Нами изучалась система халькогенидных шпинелей $Cu_xCo_{1-x}Cu_2S_4$. Согласно данным [1—5] она интересна с точки зрения электрических и магнитных свойств, так как в ней наблюдается переход от ферримагнетизма и полупроводниковой проводимости ($CoCr_2S_4$) к ферромагнетизму с высокой точкой Кюри $\sim$377 К и металлической проводимости ($CuCr_2S_4$).

Синтез твердых растворов системы $Cu_xCo_{1-x}Cr_2S_4$ ($x=0$; 0,1; 0,2; 0,3; 0,35; 0,5; 0,7; 0,8; 1,0) проводился как из индивидуальных хромитов $CoCr_2S_4$ и $CuCr_2S_4$, так и из простых веществ. Установлено, что период решетки нелинейно изменяется с составом (рис. 1), что согласуется с литературными данными Лутца [5]. Рентгенофазовый анализ показал однофазность всех перечисленных выше составов.

В широкой области температур экспериментально изучены температурные зависимости намагниченности, парамагнитной восприимчивости, электросопротивления и измерен магнитный момент на молекулу при 4,2 К у всех перечисленных выше составов.

Парамагнитная восприимчивость на моль χ_M измерялась с помощью горизонтальных торсионных весов с электромагнитной компенсацией. Намагниченность образцов σ измерялась вибрационным магнитометром. Омические контакты для измерения удельного электросопротивления ρ создавались втиранием индий-галлиевой пасты. Сопротивление контактов было менее 10% сопротивления образцов. Измерение сопротивления производилось мостовым методом на постоянном токе. В качестве «нуль-прибора» использовался самописец ПДС-021. Изменение сопротивления образца с температурой измерялось по раскомпенсации моста, предварительно проградуированной по эталонному сопротивлению. На вход Y самописца подавалась ЭДС от трех термопар, соединенных последовательно и расположенных в непосредственной близости от образца. В сверхпроводящем соленоиде в полях до 55 кЭ баллистическим методом были сняты зависимости намагниченности об-