

Як і вакуумнае рашэнне (10), гэтае поле мае сапраўдную сінгULARнасць на шварцшыльдавай паверхні $r=r_1$. Лімітавы выпадак $\omega \rightarrow \infty$ адпавядае набліжэнню да скаляравакуумнага рашэння АТА [9, 21].

Summary

Considering spherically-symmetric static space-time, we have investigated the problem of zero-mass scalar field interactions in the presence of tetrad gravitational field. A solution of the coupled tetrad-scalar field equations is presented. It is shown that the surface $g_{00}=0$ is an impermeable physical barrier.

Літаратура

1. Moller C. // Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 1966. Vol. 35, N 3. P. 3—14.
2. Родичев В. И. Теория тяготения в ортогональном репере. М., 1974.
3. Туняк У. М. // Весті АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1977. № 2. С. 66—68.
4. Владимиров Ю. С. Системы отсчета в теории гравитации. М., 1982.
5. Туняк У. М. // Весті АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1973. № 5. С. 98—104.
6. Туняк У. М. // Весті АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1975. № 1. С. 66—70.
7. Hayashi K., Shirafuji T. // Phys. Rev. D. 1979. Vol. 19, N 12. P. 3524—3553.
8. Kawai T., Toma N. // Progr. Theor. Phys. 1990. Vol. 83, N 1. P. 1—6.
9. Станюкович К. П., Мельников В. Н. Гидродинамика, поля и константы в теории гравитации. М., 1983.
10. Sexl R. U. // Fortschr. Phys. 1967. Vol. 15, N 4. P. 269—307.
11. Тредер Г.-Ю. Теория гравитации и принцип эквивалентности. М., 1973.
12. Уилл К. Теория и эксперимент в гравитационной физике. М., 1985.
13. Туняк В. Н. Тезисы IV Советской гравитацион. конф. Минск, 1976. С. 279.
14. Туняк В. Н. Теория гравитации в метрическом пространстве аффинной связности: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Минск, 1978.
15. Bleyer U. // Ann. Phys. Leipz. 1982. Vol. 39, N 3. P. 209—215.
16. Brans C., Dicke R. H. // Phys. Rev. 1961. Vol. 124, N 1. P. 925—935.
17. Noerdlinger P. D. // Phys. Rev. 1968. Vol. 170, N 5. P. 1175.
18. Liebscher D.-E. // Ann. Phys. Leipz. 1977. Vol. 34, N 5. P. 402—404.
19. Эйнштейн А., Майер В. // Собр. науч. тр. А. Эйнштейна. М., 1966. Т. II. С. 329—341.
20. Arnowitt R., Deser S., Misner C. W. // Phys. Rev. 1960. Vol. 120, N 1. P. 313—320.
21. Janis A. I., Robinson D. C., Winicour J. // Phys. Rev. 1969. Vol. 169, N 5. P. 1729—1731.

Беларускі дзяржаўны
педагагічны ўніверсітэт

Паступіў у рэдакцыю
03.02.94

УДК 548.0:532.783

В. С. ВИХРЕНКО, В. Б. НЕМЦОВ, Г. С. БОКУН

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТЕНЗОРА КОЭФИЦИЕНТОВ САМОДИФFUЗИИ НЕСФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

В актуальной проблеме построения статистической теории конденсированных систем с нецентральной межмолекулярным взаимодействием существуют нетривиальные трудности, связанные с наличием ориентационных степеней свободы. Один из способов преодоления этих трудностей состоит в исследовании модельных систем, образованных несферическими молекулами в виде жестких выпуклых частиц, что позволяет затем учесть более сложные взаимодействия по теории возмущений.

В настоящее время интенсивно исследуются системы, состоящие из сфероцилиндров и эллипсоидов вращения. Так, в работах [1, 2] приведены результаты расчета по методу молекулярной динамики тензора коэффициентов самодиффузии в изотропной и ориентационно-упорядоченной фазах системы жестких эллипсоидов вращения. Эти данные могут слу-

жить в качестве экспериментальных для апробации теоретических подходов к исследованию кинетических свойств ориентационно-упорядоченных сред.

В многочисленных работах было показано, что вычисляемые по теории Энскога коэффициенты самодиффузии в системе жестких сфер хорошо соответствуют данным машинного эксперимента вплоть до весьма высоких плотностей [3].

Вычисляя временную корреляционную функцию скорости центра масс частицы в приближении Энскога, для тензора коэффициентов самодиффузии в молекулярной системе отсчета несферической частицы, выбранной в форме тела вращения, можно получить выражение

$$\bar{D}(\mathbf{e}_1) = (k_B T/m)\bar{\tau}(\mathbf{e}_1), \quad (1)$$

$$\bar{\tau}^{-1}(\mathbf{e}_1) = m^{-1}\bar{\xi}(\mathbf{e}_1) = 2\bar{\rho} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \int d\mathbf{e}_2 \int d\mathbf{k} f(\mathbf{e}_2) \times \\ \times g_c(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{k}) [\bar{J}(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{k})/\mathcal{D}(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{k})] \mathbf{k}\mathbf{k}. \quad (2)$$

Здесь $\bar{\tau}(\mathbf{e}_1)$ и $\bar{\xi}(\mathbf{e}_1)$ — тензоры времен релаксации и коэффициентов трения несферической частицы; $\bar{\rho}$ — плотность числа частиц системы; k_B — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; m — масса частицы; \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 — единичные векторы вдоль осей симметрии двух частиц системы, определяющих их ориентацию в лабораторной системе отсчета; \mathbf{k} — единичный вектор внешней нормали к поверхности первой частицы в месте ее контакта со второй частицей и одновременно к поверхности исключенного объема двух частиц; $f(\mathbf{e})$ — одночастичная функция распределения по ориентациям; $g_c(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{k})$ — контактное значение бинарной корреляционной функции распределения; J — якобиан перехода от интегрирования по взаимному расположению центров масс контактирующих частиц к интегрированию по вектору \mathbf{k} [4]; \mathcal{D} — параметр, характеризующий интенсивность обмена импульсом между частицами при столкновении [5].

Учитывая, что основная ориентационная зависимость бинарных корреляций содержится в якобиане J [6, 7], используем вместо $g_c(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{k})$ ее значение \bar{g}_c , усредненное по ориентациям частиц и определяемое по термическому уравнению состояния в изотропной фазе [8]. Для одночастичной функции распределения примем экспоненциальную форму [9]

$$f(\mathbf{e}) = f(\theta) = A \exp[csP_2(\cos\theta)], \quad (3)$$

где θ — угол между директором \mathbf{n} , направленным вдоль оси ориентационного порядка, и вектором \mathbf{e} , определяющим ориентацию частицы; A — нормировочная постоянная ($f(\theta)$ нормирована на единицу), s — параметр порядка, $P_2(x) = (3x^2 - 1)/2$ — полином Лежандра, а силовая константа c определяется условием самосогласования [10]

$$\int_{-1}^1 P_2(x) f(x) dx = s, \quad x = \cos\theta. \quad (4)$$

Параметр порядка является функцией термодинамических параметров ρ и T . Поэтому силовая константа c также является функцией термодинамических параметров системы.

Якобиан J и параметр \mathcal{D} зависят от взаимной ориентации векторов \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 и \mathbf{k} , а не от их ориентации по отношению к директору \mathbf{n} . Поэтому результат интегрирования в (2) по \mathbf{k} будет зависеть только от угла между векторами \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 . Этот результат целесообразно табулировать и использовать при последующем усреднении по \mathbf{e}_2 . Тем самым вычисление четырехкратного интеграла в (2) сводится по затратам машинного времени к нахождению небольшого количества двукратных интегралов.

Для вычислений построим две системы координат $Oy_1y_2y_3$ и $Ox_1x_2x_3$ с базисами (рис. 1):

$$\mathbf{j}_1 = \mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2 / \sin \theta_{12}, \quad \mathbf{j}_2 = (\mathbf{e}_2 - y\mathbf{e}_1) / \sin \theta_{12}, \quad \mathbf{j}_3 = \mathbf{e}_1; \quad (5)$$

$$\mathbf{i}_1 = \mathbf{i}_2 \times \mathbf{i}_3, \quad \mathbf{i}_2 = (\mathbf{e}_1 - x_1\mathbf{n}) / \sin \theta_{11}, \quad \mathbf{i}_3 = \mathbf{n}. \quad (6)$$

Здесь и в дальнейшем используем следующие обозначения:

$$x_j = \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_j = \cos \theta_j, \quad y_j = \mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_j, \quad j = 1, 2;$$

$$y = \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2 = \cos \theta_{12}, \quad \cos \theta_k = y_1. \quad (7)$$

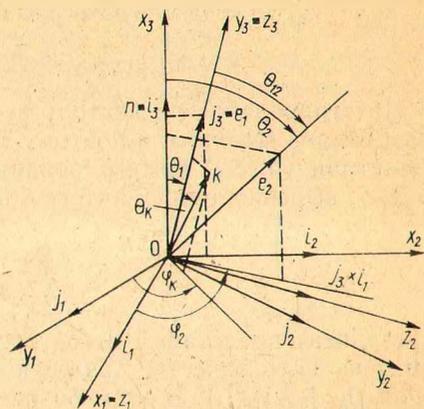


Рис. 1. Системы координат

В выражении (1) выделим размерный множитель δ и все остальные величины представим в безразмерном виде

$$\bar{\mathbf{D}}(\mathbf{e}_1) = \delta \mathbf{D}(\mathbf{e}_1), \quad \mathbf{D}(\mathbf{e}_1) = \xi^{-1}(\mathbf{e}_1), \quad (8)$$

$$\xi(\mathbf{e}_1) = \frac{\rho \bar{g}_c}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{b}{a} \right)^{2/3} \iint d\mathbf{e}_2 \int d\mathbf{k} (J/\mathcal{D}) f(\mathbf{e}_2) \mathbf{k} \mathbf{k}, \quad (9)$$

$$\delta = \sigma \sqrt{k_B T/m}, \quad \sigma^3 = 8ab^2, \quad \rho = \bar{\rho} \sigma^3 / \sqrt{2}. \quad (10)$$

Безразмерные величины J и \mathcal{D} для эллипсоидов вращения могут быть записаны в форме

$$J = (1 + \varepsilon) (\xi^{-1}(y_1) + \xi^{-1}(y_2)) (\xi^{-3}(y_1) + \xi^{-3}(y_2)) + \quad (11)$$

$$+ \varepsilon^2 (1 - y_1^2) (1 - y_2^2) \xi^{-3}(y_1) \xi^{-3}(y_2) \sin^2 \varphi_k;$$

$$\mathcal{D}^2 = 1 + \frac{5\varepsilon^2}{2(2 + \varepsilon)} \sum_{j=1}^2 y_j^2 (1 - y_j^2) \xi^{-2}(y_j); \quad (12)$$

$$\xi(y_j) = \sqrt{1 - \varepsilon y_j^2}, \quad j = 1, 2; \quad \varepsilon = (a/b)^2 - 1; \quad (13)$$

$$y_2 = y y_1 + \sqrt{(1 - y^2)(1 - y_1^2)} \sin^2 \varphi_k. \quad (14)$$

Здесь $\xi(y_j)$ и ε — опорная функция эллипсоида вращения [4], записанная в безразмерной форме, и эксцентриситет эллипса, а соотношение (14) следует из рассмотрения геометрии задачи.

Для интегрирования по вектору \mathbf{k} введем оператор

$$L_h[\dots] = \frac{\rho \bar{g}_c}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{b}{a} \right)^{2/3} \int_0^\pi \sin \theta_k d\theta_k \int_0^{2\pi} d\varphi_k [\dots]. \quad (15)$$

Тогда, учитывая, что плоскость векторов (e_1, e_2) является плоскостью симметрии тензора

$$d(y) = \frac{\rho \bar{g}_c}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{b}{a} \right)^{2/3} \int dk (J/\mathcal{D}) kk, \quad (16)$$

для его компонент в базисе $(j_1 j_2 j_3)$ получим

$$\begin{aligned} d_{12} = d_{21} = d_{13} = d_{31} = 0, \quad d_{33}(y) &= L_k [J(y_1^2 + y_2^2)/\mathcal{D}], \\ d_{23}(y) = d_{32}(y) &= L_k [J(2y_1 y_2 - y(y_1^2 + y_2^2))/2\mathcal{D} \sqrt{1 - y^2}], \\ d_{22}(y) &= L_k [J((y_1^2 + y_2^2)(1 + y^2) - 4y y_1 y_2)/2\mathcal{D}(1 - y^2)], \\ d_{11}(y) &= L_k [J(1 - y_1^2) \cos^2 \varphi_k / \mathcal{D}]. \end{aligned} \quad (17)$$

Интегрирование по вектору e_2 соответствует усреднению по ориентациям второй частицы, и поэтому тензор ζ из (9) будет иметь плоскость симметрии (n, e_1) . Интегрирование, выполняемое в системе координат $Ox_1 x_2 x_3$, выразим в виде интегрального оператора

$$L_2 [\dots] = \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin \theta_2 d\theta_2 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 [\dots], \quad (18)$$

а результат представим в собственной системе отсчета частицы $Oz_1 z_2 z_3$ (см. рис. 1), в качестве базиса которой выбрана тройка единичных векторов $(i_1, j_3 \times i_1, j_3)$. В этом базисе ненулевые компоненты тензора коэффициентов трения вычисляются согласно соотношениям

$$\begin{aligned} \zeta_{11}(\theta_1) &= L_2 [d_{11} \cos^2 \beta + d_{22} \sin^2 \beta], \\ \zeta_{22}(\theta_1) &= L_2 [d_{11} \sin^2 \beta + d_{22} \cos^2 \beta], \\ \zeta_{23}(\theta_1) = \zeta_{32}(\theta_1) &= L_2 [d_{23} \cos \beta], \quad \zeta_{33}(\theta_1) = L_2 [d_{33}], \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$\cos \beta = i_1 \cdot j_1 = (\cos \theta_1 \sin \theta_2 \sin \varphi_2 - \cos \theta_2 \sin \theta_1) / \sin \theta_{12}, \quad (20)$$

$$\cos \theta_{12} = y = \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \varphi_2. \quad (21)$$

Наличие ненулевого элемента $\zeta_{23} = \zeta_{32}$ приводит к тому, что системы главных осей тензора $\zeta(e_1)$ и эллипсоида вращения, моделирующего частицу, не совпадают. Главные оси тензора $\zeta(e_1)$ повернуты в собственной системе координат частицы $Oz_1 z_2 z_3$ относительно направления e_1 против хода часовой стрелки на угол φ , определяемый выражением

$$2\varphi = \arctg (2\zeta_{23}/(\zeta_{22} - \zeta_{33})). \quad (22)$$

Далее находим элементы тензора коэффициентов самодиффузии (или, другими словами, подвижности) в собственной системе координат частицы $Oz_1 z_2 z_3$:

$$\begin{aligned} D_{11}(\theta_1) &= \zeta_{11}^{-1}, \quad D_{22}(\theta_1) = \zeta_{33}/\Delta, \\ D_{33}(\theta_1) &= \zeta_{22}/\Delta, \quad D_{23}(\theta_1) = D_{32}(\theta_1) = -\zeta_{23}/\Delta, \\ \Delta &= \zeta_{22}\zeta_{33} - \zeta_{23}^2. \end{aligned} \quad (23)$$

Системы главных осей тензоров $\mathbf{D}(\theta_1)$ и $\zeta(\theta_1)$ совпадают.

Тензор коэффициентов самодиффузии \mathbf{D} частиц среды определяется усреднением тензора $\mathbf{D}(\theta_1)$ по ориентациям первой частицы. Для этого удобно ввести интегральный оператор

$$L_1 [\dots] = \int_0^\pi [\dots] f(\theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1. \quad (24)$$

Тогда для продольной и поперечной (по отношению к директору \mathbf{n}) составляющих тензора коэффициентов самодиффузии получим соответственно

$$\begin{aligned} D_n &= L_1 [D_{22} \sin^2 \theta_1 + D_{33} \cos^2 \theta_1 - D_{23} \sin 2\theta_1], \\ D_{\perp} &= L_1 [D_{11} + D_{22} \cos^2 \theta_1 + D_{33} \sin^2 \theta_1 + D_{23} \sin 2\theta_1]/2. \end{aligned} \quad (25)$$

В общем случае при усреднении по θ_1 нужно учитывать изменение ориентации частицы. Однако для частиц с большим отношением полуосей переориентация является медленным процессом и ей можно пренебречь.

В изотропной фазе распределение по ориентациям равновероятное $f(\theta_i) = 0,5 = \text{const}$ и вычисления существенно упрощаются. Соотношения (17) остаются в силе и в изотропном случае, а структура тензора ζ упрощается. Он становится диагональным в системе $Oz_1z_2z_3$ и не зависит от ориентации частицы

$$\begin{aligned} \zeta_{11} &= \zeta_{22} = L_2 [d_{11}(\theta_{12}) + d_{22}(\theta_{12})]/2, \\ \zeta_{33} &= L_2 [d_{33}(\theta_{12})], \quad L_2 [\dots] = \int_0^{\pi} [\dots] \sin \theta_{12} d\theta_{12}. \end{aligned} \quad (26)$$

Для коэффициента самодиффузии в изотропной фазе получим

$$D_{iso} = (2\zeta_{11}^{-1} + \zeta_{33}^{-1})/3. \quad (27)$$

На рис. 2 представлены результаты вычисления элементов тензора $\mathbf{D}(\theta_1)$ и угла φ для вытянутых и сплюснутых частиц для соотношения полуосей 5 : 1 при $\rho = 0,55$. В дальнейшем полагаем $\theta_1 = \theta$.

Подвижность вытянутых частиц вдоль осей симметрии значительно (на порядок и более при малых θ) выше, чем в перпендикулярных им направлениях. Наблюдается сильная зависимость коэффициентов подвижности частиц от их ориентации, причем составляющие тензора $\mathbf{D}(\theta)$, перпендикулярные оси частицы, ведут себя по-разному: в плоскости $(\mathbf{n}, \mathbf{e}_1)$ с увеличением угла θ подвижность частицы возрастает, а в перпендикулярном этой плоскости направлении падает. Эти составляющие при больших углах θ отличаются друг от друга в несколько раз.

Наличие упорядоченного окружения приводит к тому, что система главных осей тензора $\mathbf{D}(\theta)$ повернута осью максимального главного значения $D_{33}^{(0)}$ от направления \mathbf{e}_1 к направлению \mathbf{n} на достаточно большой угол φ , который при $\theta \leq \pi/3$ можно аппроксимировать линейным законом

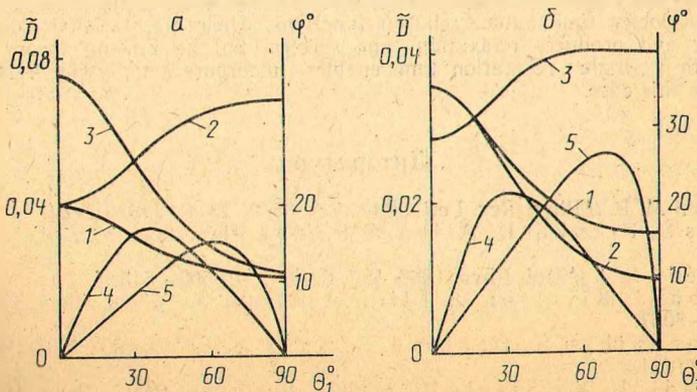


Рис. 2. Ориентационная зависимость компонентов тензора коэффициентов самодиффузии: а) $a=5b$, $v=1$, $\mu=0,2$, $\gamma=-1$; б) $a=0,2b$, $v=0,2$, $\mu=1$, $\gamma=1$; 1 — vD_{11} , 2 — $-vD_{22}$, 3 — μD_{33} , 4 — γD_{23} , 5 — φ

$\varphi \simeq k_{\varphi} \theta$. Коэффициент k_{φ} изменяется от $\sim 0,2$ при $\rho = 0,35, s = 0,8, (a/b) = 10$ до $\sim 0,4$ при $\rho = 0,6, s = 0,95, (a/b) = 10$.

Сплюснутые частицы наиболее подвижны в направлениях, перпендикулярных оси их симметрии, причем обе составляющие тензора $D(\theta)$, описывающие смещение частиц как в плоскости $(\mathbf{n}, \mathbf{e}_1)$, так и перпендикулярно ей, ведут себя одинаково, уменьшаясь с увеличением угла θ . Это уменьшение не столь значительное, как у элемента D_{33} в системе вытянутых частиц, а различие между компонентами D_{11} и D_{22} не достигает и двухкратного. Вдоль оси симметрии подвижность сплюснутой частицы значительно меньше, чем перпендикулярно ей, и изменяется она с ростом угла θ незначительно. Система главных осей тензора $\mathbf{D}(\theta)$ повернута в том же направлении, что и для вытянутых частиц, но коэффициент k_{φ} достигает значений 0,5 (для $\rho = 0,6, s = 0,961, (a/b) = 0,1$).

На основании соотношений (25) можно проанализировать вклад различных компонент тензора $\mathbf{D}(\theta)$ в продольный D_n и поперечный D_{\perp} коэффициенты самодиффузии частиц в жидкокристаллической фазе.

Для вытянутых частиц в D_n подавляющий вклад вносит составляющая D_{33} . Вклад D_{22} и D_{23} составляет несколько процентов, причем $D_{23} < 0$ и поэтому учет этого элемента приводит к увеличению суммарного значения D_n . В D_{\perp} все диагональные элементы (D_{11}, D_{22} и D_{33}) вносят сравнимый вклад, а учет D_{23} приводит к уменьшению суммарного значения на десятки процентов.

Для сплюснутых частиц $D_{\perp} \gg D_n$ и уже D_{\perp} определяется примерно одинаковыми вкладами D_{11} и D_{22} , а в D_n ведущим является вклад от D_{33} . Примерно в 2 раза ниже вклад от D_{22} и существенно снижает результирующее значение коэффициента D_n отрицательный вклад от D_{23} .

Выполненные вычисления указывают на исключительно сильное влияние анизотропии среды на характеристики взаимодействия индивидуальных частиц со средой, проявляющееся в данном случае через ориентационную зависимость тензоров коэффициентов трения, времен релаксации и самодиффузии. Поэтому при вычислении кинетических коэффициентов (вязкости, теплопроводности и т. п.) в результате усреднения по ориентациям частиц исходно оперирующая одним временем релаксации теория Энскага приведет к учету широкого спектра времен релаксации, имеющего достаточно сложную структуру.

Работа финансируется Фондом фундаментальных исследований Республики Беларусь.

Summary

The self-diffusion tensor elements for a liquid crystal of nonspherical hard convex particles in the body-fixed reference system was calculated using the Enskog approach to consider the velocity time autocorrelation functions. Their orientational dependence is rather strong and produces relaxation time spectra. So the Enskog theory originally operating with a single relaxation time enables incorporation of wide relaxation time distribution in this case.

Литература

1. Allen M. P. // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65, N 23. P. 2881—2884.
2. Hess S., Frenkel D., Allen M. P. // Mol. Phys. 1991. Vol. 74, N 4. P. 765—774.
3. Speedy R. J. // Mol. Phys. 1987. Vol. 62, N 2. P. 509—515.
4. Taibot J., Kivelson D., Allen M. P. et al. // J. Chem. Phys. 1990. Vol. 92, N 5. P. 3048—3057.
5. Jagannathan S., Dahler J. S., Sung W. // J. Chem. Phys. 1985. Vol. 83, N 4. P. 1808—1821.
6. Kabadi U. N., Steele W. A. // Ber. Bunsenges. Phys. Chem. 1985. Vol. 89, N 1. P. 9—17.
7. Kumar B., James C., Evans G. T. // J. Chem. Phys. 1988. Vol. 88, N 11. P. 7071—7078.
8. Song Y., Mason E. A. // Phys. Rev. 1990. Vol. A41, N 6. P. 3121—3124.

9. Lucharst G. R. In: The Molecular Physics of Liquid Crystals N.-Y.: Acad. Press., 1979. P. 85—119.

10. Tang S., Evans G. T. // J. Chem. Phys. 1993. Vol. 98, N 9. P. 7281—7288.

Белорусский государственный технологический университет

Поступила в редакцию
19.01.94

УДК 621.378.325

В. М. КАТАРКЕВИЧ, А. Н. РУБИНОВ, Т. Ш. ЭФЕНДИЕВ

ГЕНЕРАЦИЯ СУБНАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В РОС-ЛАЗЕРЕ НА КРАСИТЕЛЯХ

Для целого ряда практических применений требуются перестраиваемые лазерные источники с длительностью импульсов в несколько сот пикосекунд. Лазеры такого типа особенно удобны для исследований динамических процессов в растворах органических соединений, а также в биологических объектах (клетках, мембранах и т. п.) [1].

Проведенные нами исследования показали перспективность использования лазерной системы азотный лазер атмосферного давления — РОС-лазер на растворах красителей для получения перестраиваемых субнано-секундных импульсов. Такое устройство может успешно использоваться как в качестве автономного источника перестраиваемого излучения, так и в лазерных спектрометрах высокого временного разрешения [2].

В настоящей статье приведены результаты исследований субнано-секундного режима генерации РОС-лазера на красителях, возбуждаемого излучением ТЕА N_2 -лазера.

В экспериментах использовался РОС-лазер на красителях, описанный в работе [3]. В качестве источника накачки применялся ТЕА N_2 -лазер с длительностью импульсов 0,7 нс, мощностью ~ 100 кВт и частотой их повторения до 50 Гц. Спектр излучения ТЕА N_2 -лазера состоял из трех достаточно узких ($\Delta\lambda \leq 0,01$ нм) линий различной интенсивности с общей спектральной шириной около 0,08 нм. Размеры пучка излучения азотного лазера составляли 1×2 мм при соответствующей расходимости в вертикальной и горизонтальной плоскостях $1,3 \times 3,5$ мрад. Длина зоны возбуждения раствора красителя в кювете L зависела от длины волны генерации λ и составляла 5—7 мм. Использовался этанольный раствор кумарина 47.

В принципе каждая из трех спектральных компонент излучения ТЕА N_2 -лазера формирует в растворе красителя свою собственную пространственную решетку соответствующего периода, на которой при выполнении пороговых условий возможна генерация. Однако в ограниченной области пересекающихся пучков накачки все три решетки могут практически совпадать, если нулевой порядок интерференции приходится на центр области возбуждения.

Такая ситуация реализуется при точном совмещении пучков накачки, когда величина пространственной расстройки пучков не превышает $\Delta L = 0 \pm 0,1$ мм. В этом случае спектр генерации РОС-лазера носит упорядоченный характер и зависит от уровня накачки. При условии $E_n/E_{n, \text{пор}} > 5$ в спектре генерации проявляются три линии различной ширины и интенсивности, соответствующие спектральным компонентам излучения накачки. Уменьшение мощности накачки ведет к сужению отдельных линий при одновременном падении их интенсивности. При уровнях накачки $E_n/E_{n, \text{пор}} < 1,8$ генерация наблюдается в виде одиночной линии с шириной $\Delta\lambda < 0,015$ нм, которая соответствует наиболее интенсивной линии в спектре источника накачки.

Иной характер генерации РОС-лазера имеет место при неточном совмещении пучков накачки в области возбуждения. Так, при расстройке