

УДК 535.33

ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛН ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОМ РАСПАДЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ЛИНЕЙНОЙ ЦЕПОЧКЕ АТОМОВ

Е.А. Гавриленко, А.И. Зайцев

Аннотация

Исследован сверхизлучательный распад локализованных возбуждений в линейной цепочке двухуровневых атомов. Показано, что энергия возбуждения излучается не полностью. Остаточная часть возбуждения формирует волны поляризации, распространяющиеся от областей локализации возбуждения к краям цепочки.

Ключевые слова: сверхизлучение, локализованные возбуждения, линейная цепочка, двухуровневый атом, волна поляризации.

Введение

Развитию теории кооперативного спонтанного излучения (сверхизлучения), происходящего в условиях сохранения фазовой памяти атомов, посвящено множество работ (см. [1, 2] и библиографию в них). В работах [3, 4] подробно рассмотрено сверхизлучение полностью возбужденной эквидистантной линейной цепочки двухуровневых атомов. Отличительной особенностью развития кооперативного процесса в линейной цепочке атомов является существенный вклад кооперативного обмена возбуждений между ближайшими атомами. Результаты этих работ впоследствии неоднократно использовались при рассмотрении оптических свойств сред, состоящих из линейных молекул и J-агрегатов (см. [5] и библиографию в них). Необычные оптические свойства таких сред [6–8] определяются кооперативным характером излучения линейной цепочки атомов или агрегатов. Целью настоящей работы является исследование сверхизлучения локализованных возбуждений цепочки атомов.

1. Основные приближения и постановка задачи

Для описания этого явления используем полуклассический подход, согласно которому состояние атомов описывается квантовомеханически с помощью одночастичных матриц плотности $\hat{\rho}^{(k)}$, а поле – классически. Взаимодействие атомов с полем учитывается в электродипольном приближении. Тогда для матрицы плотности $\hat{\rho}^{(k)}$ (k – номер атома в цепочке) имеем:

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}^{(k)}}{\partial t} = \left[\hat{H}^{(k)}, \hat{\rho}^{(k)} \right] + (\hat{\Gamma}^{(k)} \hat{\rho}^{(k)}). \quad (1)$$

Здесь $\hat{H}^{(k)} = \hat{H}_0^{(k)} - \hat{d}^{(k)} \bar{\Sigma}^{(k)}$, где $\hat{d}^{(k)}$ – оператор дипольного момента k -го атома, $\hat{H}_0^{(k)}$ – гамильтониан k -го атома. Ограничимся учетом вклада только двух стационарных состояний (основного $|1\rangle$ и возбужденного $|2\rangle$), двухуровневое приближение), считая вклад остальных уровней пренебрежимо малым. Тем самым

мы будем учитывать только один дипольно- разрешенный переход с частотой ω_{21} . Для простоты считаем все атомы одинаковыми, а дипольные моменты перехода одинаковыми, вещественными, $\vec{d}_{12} = \vec{d}_{21} = \vec{\mu}$, и ортогональными оси цепочки. Диагональные матричные элементы дипольного момента положим равными нулю $\vec{d}_{11} = \vec{d}_{22} = 0$. Будем также считать, что характерные времена релаксационных процессов много больше времен исследуемого кооперативного процесса и членом $\hat{\Gamma}^{(k)}\hat{\rho}^{(k)}$ в (1) можно пренебречь.

Электромагнитное поле, действующее на k -й атом, представляет собой суперпозицию полей $\vec{\Sigma}_{lk}$, создаваемых в узле k остальными атомами l , и поля самодействия $\vec{\Sigma}_s$ (внешнее поле отсутствует). Электрическое поле, испускаемое атомом l , будем рассматривать как излучение классического диполя с электрическим дипольным моментом \vec{d}_l , равным среднему квантовомеханическому дипольному моменту атома:

$$\vec{d}_l(t) = Sp(\hat{d}\hat{\rho}^{(l)}) = \vec{\mu}(\rho_{21}^{(l)}(t) + \rho_{12}^{(l)}(t)).$$

Напряженность электрического поля, создаваемого атомом l в узле k , тогда равна

$$\vec{\Sigma}_{lk}(t) = - \left[\frac{\vec{d}_l(t')}{r_{lk}^3} + \frac{\dot{\vec{d}}_l(t')}{cr_{lk}^2} + \frac{\ddot{\vec{d}}_l(t')}{c^2r_{lk}} \right],$$

где дипольные моменты берутся в запаздывающий момент времени $t' = t - r_{lk}/c$.

С учетом сделанных приближений из (1) получаем:

$$\dot{\rho}_{11}^{(k)} = -i \frac{\vec{\mu}\vec{\Sigma}^{(k)}}{\hbar} \left[\rho_{12}^{(k)} - \rho_{21}^{(k)} \right],$$

$$\dot{\rho}_{22}^{(k)} = i \frac{\vec{\mu}\vec{\Sigma}^{(k)}}{\hbar} \left[\rho_{12}^{(k)} - \rho_{21}^{(k)} \right],$$

$$\dot{\rho}_{21}^{(k)} = -i\omega_{21}\rho_{21}^{(k)} + i \frac{\vec{\mu}\vec{\Sigma}^{(k)}}{\hbar} \left[\rho_{11}^{(k)} - \rho_{22}^{(k)} \right].$$

Принимая, что времена исследуемых процессов много больше атомного периода $2\pi/\omega_{21}$, будем искать $\vec{\Sigma}^{(k)}$ и $\rho_{21}^{(k)}$ в виде

$$\vec{\Sigma}^{(k)} = \vec{E}_k e^{-i\omega_{21}t} + \vec{E}_k^* e^{i\omega_{21}t}, \quad \rho_{21}^{(k)} = R_k e^{-i\omega_{21}t},$$

с амплитудами \vec{E}_k и R_k , мало меняющимися на временах порядка атомного периода (приближение медленно меняющихся амплитуд). С учетом вышесказанного, и вводя обозначение $Z_k = 1/2(\rho_{22}^{(k)} - \rho_{11}^{(k)})$ – инверсия k -го атома, окончательно имеем:

$$\dot{R}_k = i \sum_{l \neq k} \Omega_{lk} R_l Z_k + \sum_l \gamma_{lk} R_l Z_k,$$

$$\dot{Z}_k = -1/2i \sum_{l \neq k} \Omega_{lk} (R_l R_k^* - R_l^* R_k) - 1/2 \sum_l \gamma_{lk} (R_l R_k^* + R_l^* R_k).$$

Здесь

$$\Omega_{lk} = \gamma_0 \frac{3}{2} \left[\left(\frac{1}{(kr_{lk})^3} - \frac{1}{kr_{lk}} \right) \cos k_0 r_{lk} + \frac{1}{(kr_{lk})^2} \sin k_0 r_{lk} \right],$$

$$\gamma_{lk} = \gamma_0 \frac{3}{2} \left[\left(\frac{1}{kr_{lk}} - \frac{1}{(kr_{lk})^3} \right) \sin k_0 r_{lk} + \frac{1}{(kr_{lk})^2} \cos k_0 r_{lk} \right],$$

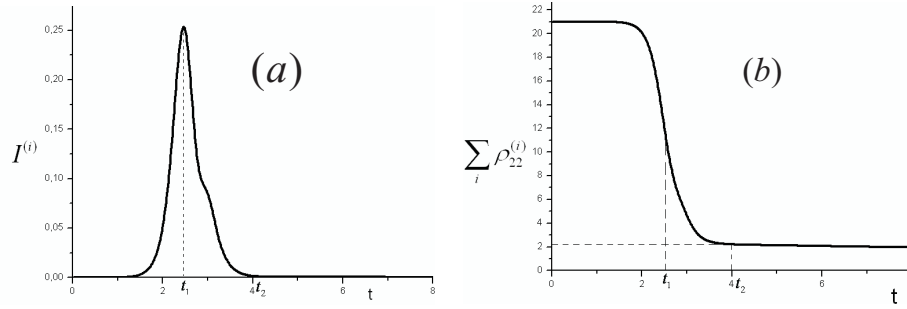


Рис. 1. *a*) импульс сверхизлучения; *b*) кинетика суммарной населенности

где $\gamma_{kk} = \gamma_0 = 4\mu^2 k_0^3 / 3\hbar$ – радиационная константа спонтанного излучения.

Для линейной эквидистантной цепочки $r_{lk} = a|l - k|$, a – расстояние между атомами. Члены с γ_{lk} обеспечивают радиационный распад возбуждений системы, в то время как члены с Ω_{lk} отвечают за когерентный обмен возбуждениями между атомами.

Как известно, полуклассический подход имеет точку неустойчивого равновесия при $\{R_k(0) = 0\}$. Поэтому даже при нахождении атома в полном возбужденном состоянии требуется задавать малое значение амплитуды недиагонального элемента $R_k(0) \neq 0$. Это задание может проводиться случайным образом, имитируя спонтанный распад, либо заданием определенного значения $R_k(0)$ в схеме индуцированного сверхизлучения. Будем использовать последнюю схему. В этом случае начальные значения $R_k(0)$ наводятся внешним инициирующим импульсом малой площади.

2. Результаты

При исследовании когерентного излучения полностью возбужденной цепочки было замечено, что радиационное излучение стремится сформировать пространственную структуру из областей, опережающих (в районе максимумов функции $\gamma_k = \sum_l \gamma_{kl}$) и отстающих (в районе минимумов) в развитии кооперативного процесса. Кооперативный обмен возбуждений между атомами приводит к обмену возбуждений между этими областями. В результате формируется в среднем пространственно-однородный характер сверхизлучения (СИ) [2, 3].

В настоящей работе исследуется случай, когда область возбуждения помещается в длинную линейную цепочку.

На рис. 1–6 представлены результаты расчетов для области возбуждения из 21 атома, помещенной в цепочку из 128 атомов (масштаб времени – единицы γ_0^{-1}).

Для характеристики уширения области локализации была введена величина $D = \sqrt{\sum (k - \bar{k})^2 \rho_{22}^k / \sum \rho_{22}^k}$, имеющая смысл дисперсии номера возбуждения. Величина $D \cdot a$ является дисперсией координаты возбуждения в системе. Анализируя процесс, происходящий в исследуемой системе, стоит выделить 3 стадии развития. Первая стадия соответствует области роста импульса сверхизлучения ($t < t_1$). Уширение области возбуждения на этой начальной стадии практически не происходит.

В течение второй стадии ($t_1 < t < t_2$) (спад импульса сверхизлучения) происходит некоторое расширение области локализации возбуждения (в 1.5–2 раза) и формируется ее пространственная структура. При этом, как следует из рис. 1, к моменту времени $t = t_2$ интенсивность импульса спадает до нуля.

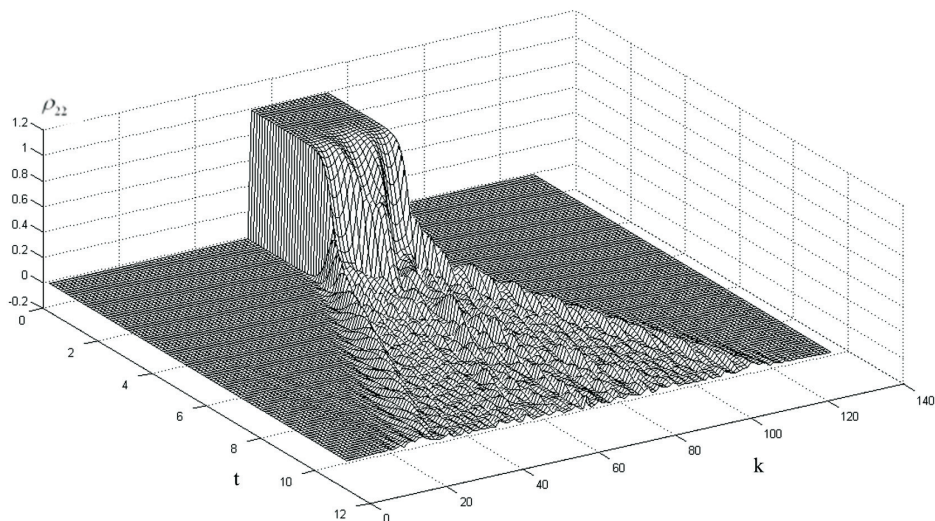


Рис. 2. Развитие кооперативного процесса. Пространственный профиль кинетики населенности

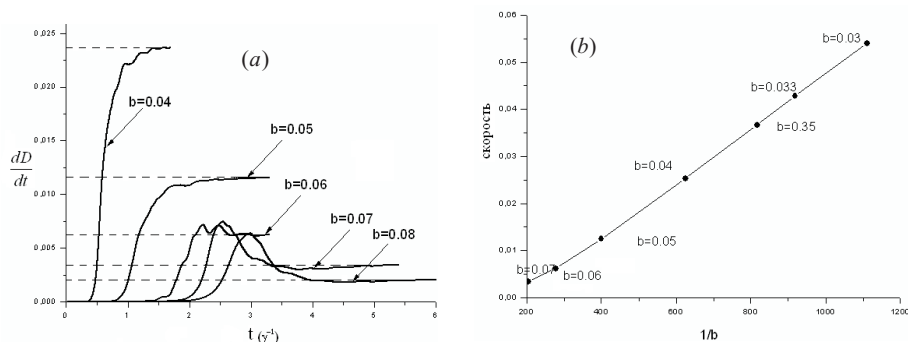


Рис. 3. *a*) dD/dt при разной плотности цепочки; *b*) зависимость «скорости» волны от плотности цепочки

Однако в этот момент времени часть первоначального возбуждения (до 20%) осталась в цепочке, в слабоизлучающем (темном) состоянии (см. рис. 1). На этих двух стадиях создается импульс СИ [10].

На третьей стадии развития процесса ($t > t_2$) остаточное возбуждение формирует волны поляризации (волны возбуждения), распространяющиеся от областей остаточного возбуждения к краям цепочки. Описанный процесс можно наблюдать на рис. 2. Скорость распространения этих волн ($V = b \frac{dD}{dt}$ – скорость распространения, где b – расстояние между соседними атомами в единицах длины волны), определяемая на 3-й стадии развития процесса, пропорциональна плотности цепочки (см. рис. 3).

Волнам, распространяющимся по цепочке, присущи стандартные для волн явления. На рис. 4 представлен случай цепочки из 100 атомов, в которую помещены две области возбуждения и слева в цепочку помещен довольно крупный дефект (отсутствие одного атома). Как видно, в областях, где происходит встреча волн от разных областей возбуждения, имеет место интерференция, а далее волны продолжают распространяться независимо друг от друга.

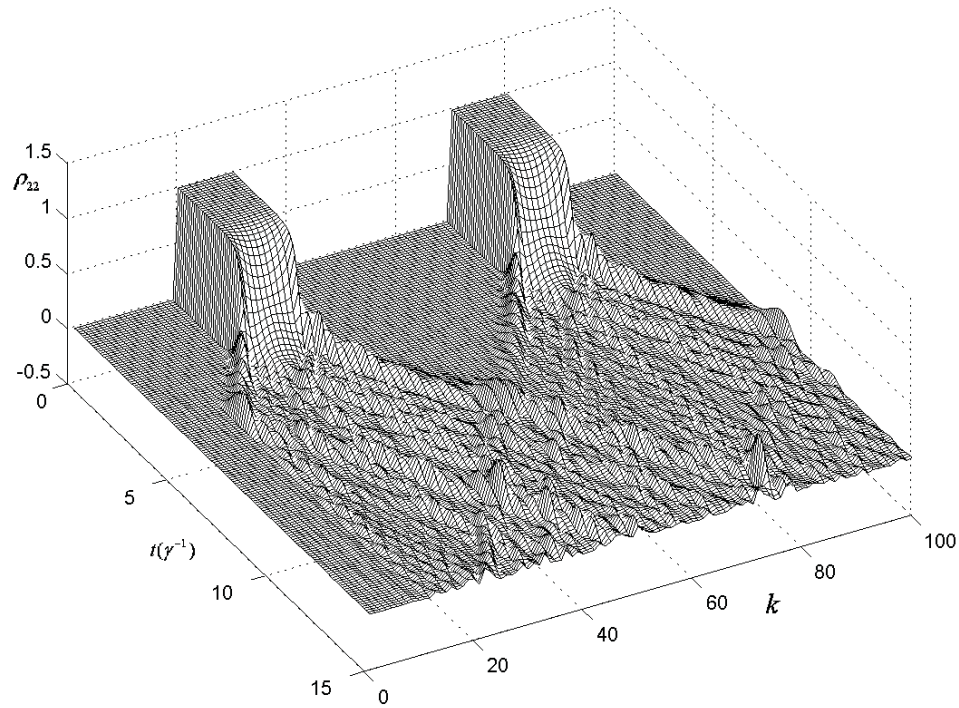


Рис. 4. Распространение волн поляризации по цепочке атомов с дефектом, две области локализации возбуждения

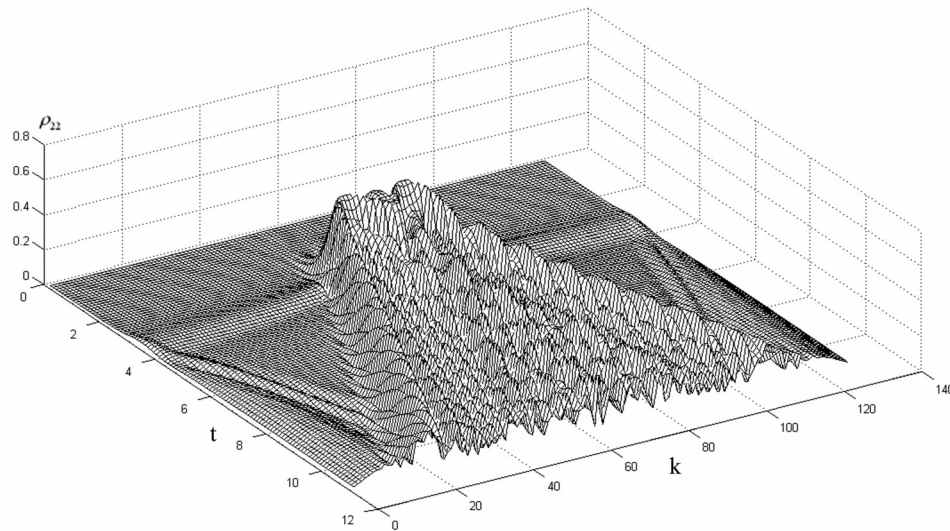


Рис. 5. Развитие кооперативного процесса. Пространственный профиль кинетики недиагонального элемента

Если волна дошла до края цепочки, то она отразится (справа). Отражение мы наблюдаем и от дефекта (слева). Интерференция на этом рисунке наблюдается также в области встречи волн, отраженных от дефекта, и волн, отраженных от второй области возбуждения

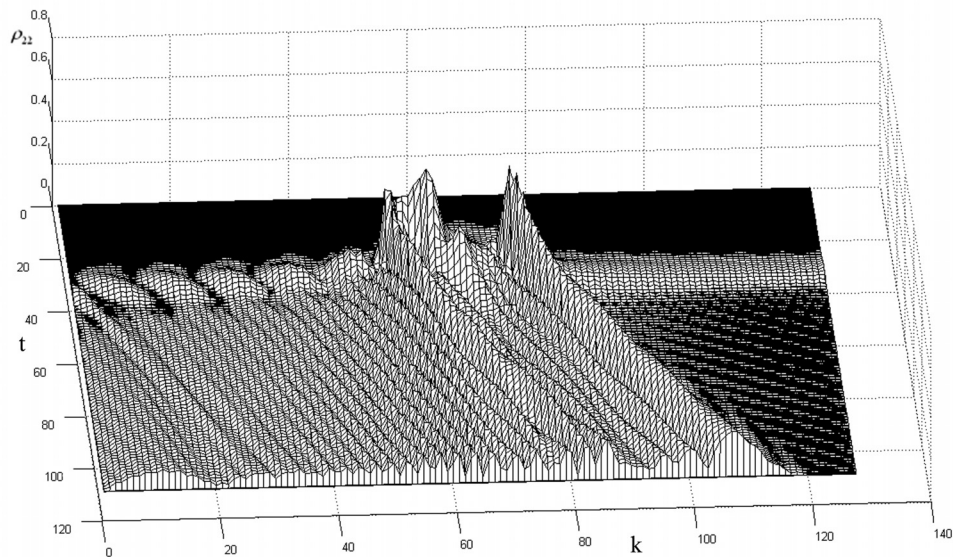


Рис. 6. Развитие кооперативного процесса. Пространственный профиль восстановленной волны

Таким образом, можно сказать, что кинетика остаточного возбуждения имеет достаточно стандартное волновое поведение. Однако его природу необходимо дополнительно исследовать.

Для дополнительного исследования полученных волн хорошо подходит метод разделения волн, идущих в противоположных направлениях. Суть метода заключается в проведении пространственного Фурье-преобразования, после которого проводится отсечение в спектре волн, которым соответствуют положительные (или отрицательные) значения волнового вектора. Далее проводится обратное Фурье-преобразование, в результате которого получаем волны, идущие в одном направлении. Описанный метод хорошо себя зарекомендовал в [9]. В нашей задаче данный метод был проведен для величины недиагонального элемента, пространственная кинетика которого представлена на рис. 5.

На рис. 6 представлен график пространственного профиля восстановленной волны, идущей слева направо. Как видно из рисунка, помимо основной волны от областей, излучающих в основном слева направо, присутствуют вклады волн, идущих от областей, излучающих в основном в направлении справа налево. Такое поведение объясняется обменом между областями возбуждения [10], которое существует на всех этапах исследуемого процесса.

Summary

E.A. Gavrilenko, A.I. Zaitsev. Generation of Polarization Waves in the Super-Radiance Decay of Localized Excitations in the Linear Chain of Atoms.

The paper regards the super-radiance decay of localized excitation in the line of two-level atoms. The excitation is demonstrated to be underradiated. The residual part forms polarization waves propagating from areas of residual excitation to the line edge.

Key words: superradiance, localized excitation, linear chain, two-level atom, polarization waves.

Литература

1. *Benedict M.G., Ermolaev A.M., Malyshev V.A., Sokolov I.V., Trifonov E.D.* Super-radiance: Multiatomic Coherent Emission. – Bristol and Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 1996. – 326 p.
2. *Malyshev V.A., Dominguez-Adame F.* Efectos de Coherencia Atomica en la Interaccion Luz-Materia. – Madrid: Editorial Complutense, 2003. – 159 s.
3. *Зайцев А.И., Малышев В.А., Трифонов Е.Д.* Сверхизлучение многоатомной системы с учетом кулоновского взаимодействия // ЖЭТФ. – 1983. – Т. 84. – С. 475–486.
4. *Зайцев А.И., Малышев В.А.* К теории сверхизлучения многоатомных систем. Учет резонансного диполь-дипольного взаимодействия // Оптика и спектр. – 1985. – Т. 59. – С. 967–974.
5. *Зайцев А.И., Богданов А.А., Кнустер Д., Малышев В.А., Рыжов И.В.* Бистабильность оптического отклика ультратонкой стеклообразной пленки ориентированных молекулярных агрегатов. // Изв. РАН. Сер. физ. – 2002. – Т. 66. – С. 333–336.
6. *Jelley E.E.* Spectral absorption and fluorescence of dyes in the molecular state // Nature. – 1936. – V. 138. – P. 1009–1010.
7. *Scheibe G.* Uber die Ver anderung der Absorptionspektren in Losung und die van der Waalsschen Krafte als Ihre Ursache // Angew. Chem. – 1937. – Bd. 50. – S. 51.
8. *Tulgnier A., Trommsdorff H.P., Zeigler J.M., Hochstrasser R.M.* Poly(di-*n*-hexyl-silane) in solid solutions: Experimental and theoretical studies of electronic excitations of a disordered linear chain // J. Chem. Phys. – 1992. – V. 96. – P. 781–796.
9. *Зайцев А.И., Богданов А.А.* Режимы генерации прошедшей и отраженной волн в индуцированном сверхизлучении. // Оптика и спектр. – 2001. – Т. 90, № 5. – С. 796–805.
10. *Гавриленко Е.А., Зайцев А.И.* Волны поляризации при сверхизлучательном распаде локализованных возбуждений в линейной цепочке атомов // Когерентная оптика и оптическая спектроскопия. – Казань: Казан. гос. ун-т, 2007. – Вып. 11. – С. 106–109.

Поступила в редакцию
04.03.08

Гавриленко Елена Александровна – магистр физики, аспирант кафедры теоретической физики и астрономии Российского государственного педагогического университета им. А.И. Герцена, г. Санкт-Петербург.

Зайцев Александр Иванович – доктор физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики и астрономии Российского государственного педагогического университета им. А.И. Герцена, г. Санкт-Петербург.

E-mail: thphys@herzen.spb.ru