

УДК 111.111

В. А. Астапенко, Е. С. Мануйлович

Московский физико-технический институт (государственный университет)

Взаимодействие электромагнитных импульсов с фано-подобными резонансами в фотонных кристаллах

Рассматривается взаимодействие электромагнитных импульсов конечной спектральной ширины со структурами, проявляющими дисперсионные свойства с резонансом типа Фано, на примере фотонно-кристаллического волновода со специальными вставками-дефектами. Для импульсов различной длительности вычисляется количество прошедших волновод фотонов и интегральный коэффициент пропускания в зависимости от ширины резонанса и коэффициента отражения частично отражающих элементов.

Ключевые слова: фотонный кристалл, резонанс типа Фано, дисперсия.

V. A. Astapenko, E. S. Manuylovich

Moscow Institute of Physics and Technology (State University)

Interaction of electromagnetic pulses with the Fano resonance in photonic crystals

The interaction of electromagnetic pulses of finite spectral width with structures exhibiting dispersion properties of the Fano resonance type is considered by the example of a photonic crystal waveguide with special inserts defects. The number of photons passing through the waveguide and integrated transmittance depending on the width of the resonance and the reflection coefficient of partially reflecting elements is calculated for pulses of varying duration.

Key words: photonic crystal, Fano resonance, dispersion.

1. Введение

Оптические микроструктурированные волноводы представляют значительный интерес для технических приложений. Одним из потенциальных применений таких структур является использование их в качестве оптического переключателя [1]. В цитируемой статье был рассчитан коэффициент прохождения монохроматического излучения через фотонно-кристаллическую волноводную структуру специального вида (см. рис. 1). Было, в частности, показано, что спектр прохождения электромагнитного излучения содержит так называемый фано-подобный резонанс. Резонанс такого рода был впервые рассмотрен У. Фано при исследовании фотоионизации атома гелия через автоионизационное состояние [2]. Им была теоретически описана форма линии асимметричного резонанса, возникающего в результате интерференции амплитуд двух возможных каналов процесса. В экспериментах по рассеянию электронов на атомах гелия [3] было получено экспериментальное подтверждение наличия и формы резонанса, который теперь называют резонансом типа Фано.

Позже подобная спектральная зависимость была обнаружена и рассмотрена во многих других процессах, таких как рассеяние ультракоротких импульсов на металлических наносферах [4], при распространении импульсов в фотонных кристаллах [5], при столкновении атомов [5] и других системах [6].

В работе [1] было получено выражение для коэффициента прохождения монохроматического поля через фотонно-кристаллическую структуру специального вида (см. рис. 1). Целью данной статьи является рассмотрение взаимодействия электромагнитных импульсов конечной спектральной ширины со структурами, проявляющими дисперсионные свойства с резонансом типа Фано.

2. Прохождение электромагнитного импульса через фотоннокристаллический волновод

Рассмотрим вслед за [1] взаимодействие поля электромагнитной волны с упорядоченной наноструктурой, представляющей фотонно-кристаллический волновод с включенными в тракт слабо отражающими элементами и боковой полостью.

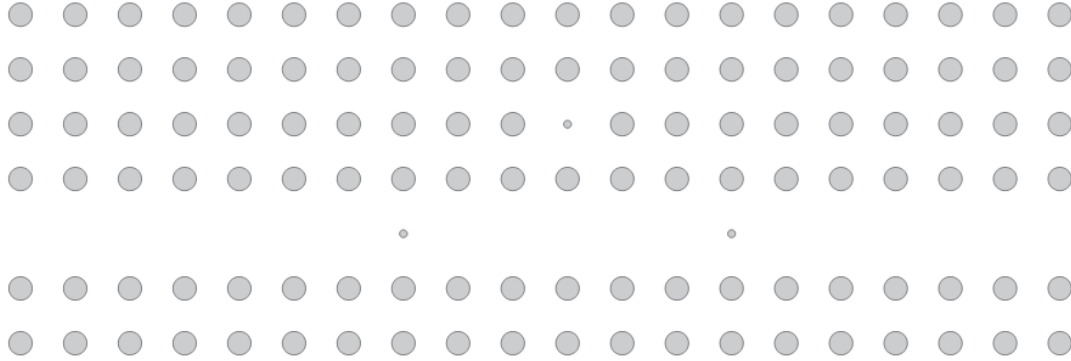


Рис. 1. Структура фотонно-кристаллического волновода с включенными в тракт частично отражающими элементами и боковой полостью [1]

На рис. 1 изображен фотонный кристалл с постоянной решетки a , диаметром диэлектрических штырьков $0.4a$, диэлектрической проницаемостью диэлектрика 11.56, диаметром частично отражающих элементов $0.2a$ и расстоянием между частично отражающими элементами l . Последовательное описание матрицы переноса подобной структуры можно найти в [1], здесь же остановимся на спектральной характеристике пропускания такого волновода. Коэффициент пропускания по амплитуде резонансно зависит от частоты распространяющегося излучения ω и дается следующей формулой [1]:

$$t_s = \frac{(r^2 - 1) e^{2i\delta} (\omega - \omega_{res})}{-e^{4i\delta} r^2 (\omega - \omega_{res} - i\gamma) - 2e^{2i\delta} r (i\gamma) + \omega - \omega_{res} + i\gamma}, \quad (1)$$

где $\omega_{res} = 0.36 \cdot 2\pi c/a$ (c — скорость света в вакууме) и $2\gamma = 0.0024 \cdot 2\pi c/a$ — частота и ширина резонанса соответственно, r — коэффициент отражения частично отражающих элементов в тракте волновода, а $\delta = \frac{\omega l}{c}$ — фазовый набег, который приобретает спектральная компонента с частотой ω при распространении на расстояние l от одного частично отражающего элемента до другого.

Рассмотрим распространение по такому волноводу электромагнитного импульса с гауссовской огибающей:

$$E(\omega_0, \tau, t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right) \exp(i\omega_0 t), \quad (2)$$

где ω_0 — центральная частота, τ — длительность импульса.

Спектры падающего и прошедшего импульсов для некоторых значений ω_0 и τ показаны на рис. 2. Параметры волноводной структуры: $\omega_{res} = 0.36 \cdot 2\pi c/a$, $\gamma = 0.0012 \cdot 2\pi c/a$, $l = 6a$, $r = 0.4$.

Как видно из рис. 2, у коротких импульсов спектр шире, и небольшое смещение центральной частоты не играет такой существенной роли, как для более длинных импульсов.

По аналогии с вероятностью возбуждения атома электромагнитными импульсами конечной ширины [7] введем количество прошедших через волновод фотонов по формуле

$$N_t = \frac{c}{(2\pi)^2} \int_0^\infty S_0 T(\omega) \frac{|E(\omega)|^2}{\hbar\omega} d\omega, \quad (3)$$

где $E(\omega)$ — спектр импульса на входе в волновод, S_0 — эффективная площадь моды, $T = |t_s|^2$ — коэффициент пропускания по интенсивности, а произведение $S_0 T$ соответствует

сечению рассеяния. В фотонно-кристаллических волноводах площадь S_0 слабо зависит от длины волны [8] по сравнению с изменением T , поэтому считаем ее константой.

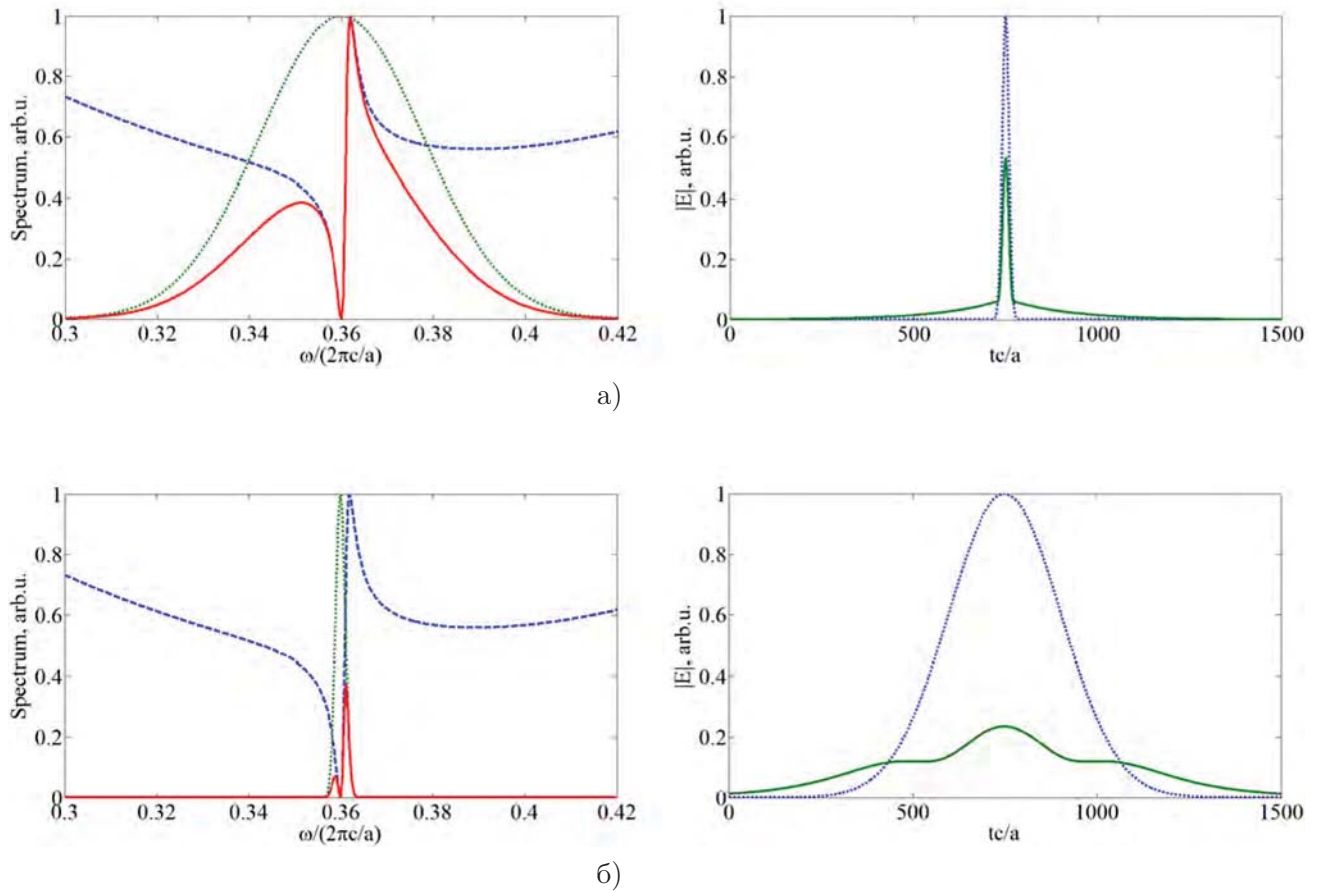


Рис. 2. Слева – спектры прошедшего и падающего импульсов, справа – огибающая электрического поля импульса; а) $\omega_0 = 0.360 \cdot 2\pi c/a$, $\tau = 9c/a$, б) $\omega_0 = 0.360 \cdot 2\pi c/a$, $\tau = 153c/a$. Пунктирная линия – падающий импульс, сплошная – прошедший, штриховая – спектр пропускания

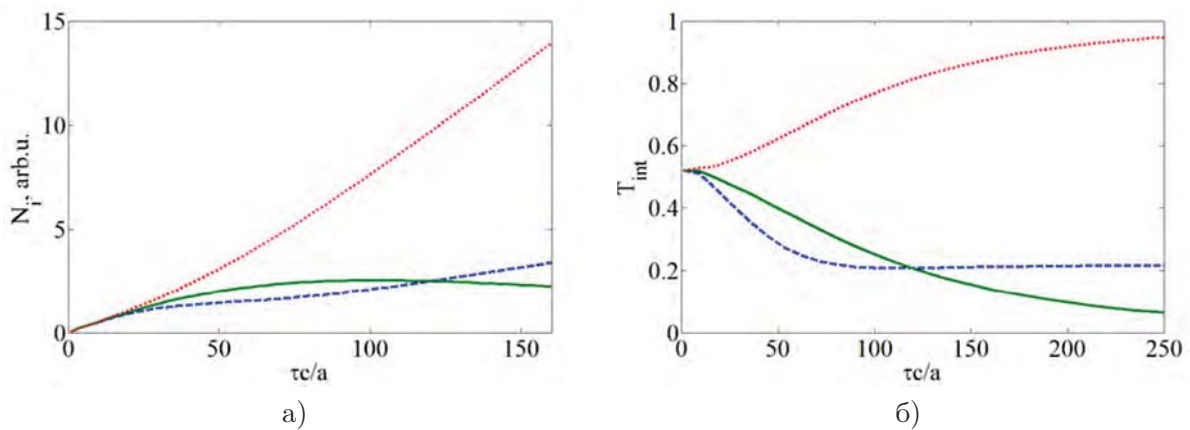


Рис. 3. Прохождение импульсов с разной несущей частотой в зависимости от длительности импульса: а) число фотонов, б) интегральный коэффициент прохождения. Штриховая кривая – $\omega_0 = 0.358 \cdot 2\pi c/a$, сплошная – $\omega_0 = 0.360 \cdot 2\pi c/a$, пунктирная – $\omega_0 = 0.362 \cdot 2\pi c/a$, $r = 0.4$

Интегральный коэффициент прохождения импульса как функция длительности и несущей частоты:

$$T_{int}(\omega_0, \tau) = \frac{N_t}{N_i} = \frac{\int_0^\infty T(\omega) \frac{|E(\omega_0, \omega, \tau)|^2}{\omega} d\omega}{\int_0^\infty \frac{|E(\omega_0, \omega, \tau)|^2}{\omega} d\omega}. \quad (4)$$

Здесь N_i — число фотонов в падающем импульсе.

Рассмотрим число прошедших фотонов зависимости от длительности импульса и несущей частоты и соответствующую зависимость интегрального коэффициента прохождения для различных частот, близких к резонансной. Резонансная частота отвечает полному отражению от структуры, для структуры, изображенной на рис. 1, $\omega_{res} = 0.36 \cdot 2\pi c/a$, $\gamma = 0.0012 \cdot 2\pi c/a$.

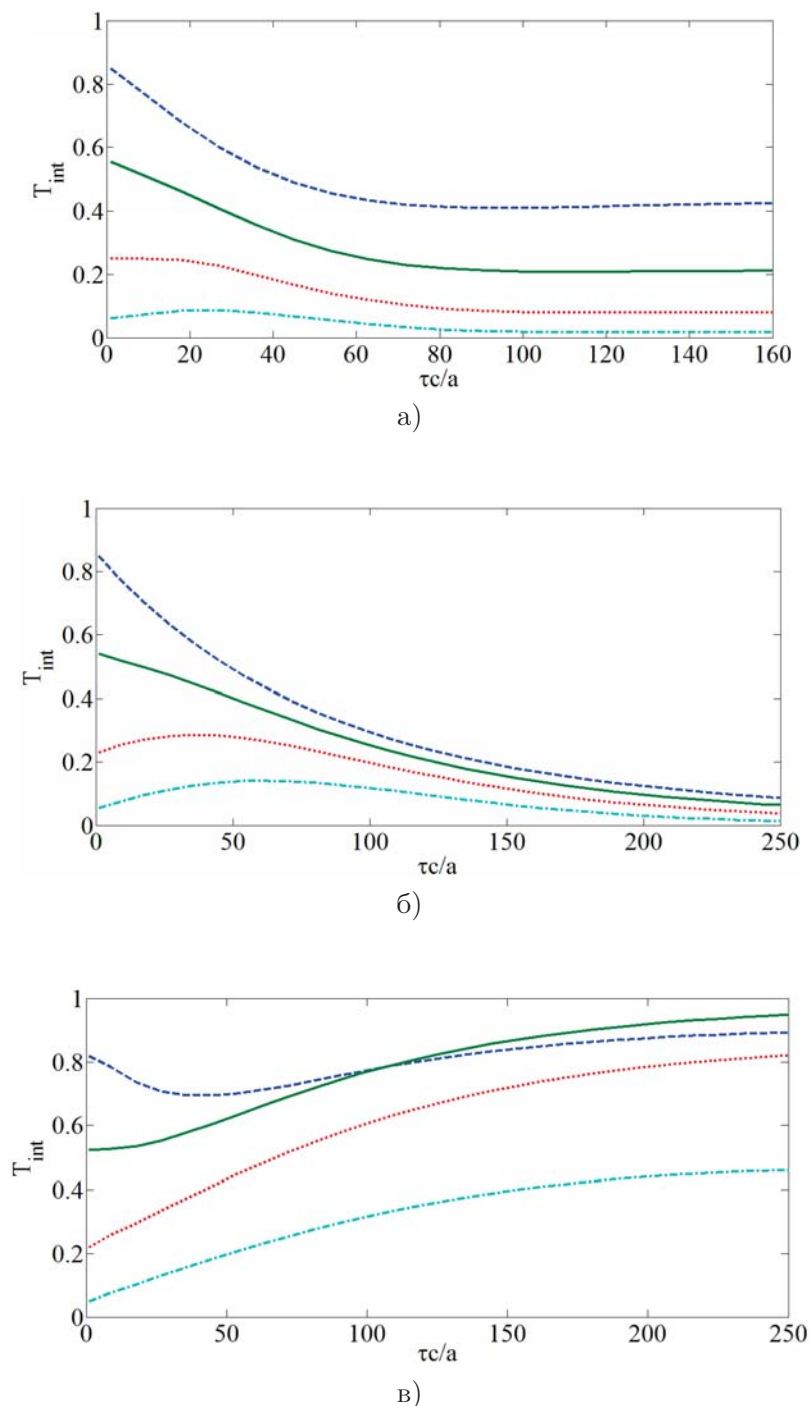


Рис. 4. Зависимость от времени интегрального коэффициента прохождения для импульсов с несущими частотами, близкими к резонансной: а) $\omega_0 = 0.358 \cdot 2\pi c/a$, б) $\omega_0 = 0.360 \cdot 2\pi c/a$, в) $\omega_0 = 0.362 \cdot 2\pi c/a$. Штриховая кривая — $r = 0.2$, сплошная — $r = 0.4$, пунктирная — $r = 0.6$, штрихпунктирная — $r = 0.8$

Рассмотрим распространение по такому волноводу электромагнитных импульсов с разными несущими частотами ω_0 вблизи резонансной частоты ω_{res} при $r = 0.4$. При малых

длительностях импульса коэффициент прохождения практически не зависит от частоты несущей, так как при этом спектральная ширина становится много больше ширины резонанса и величины отстройки от резонансной частоты. При малых длительностях импульс «не замечает» резонансной характеристики коэффициента прохождения. Зависимость числа прошедших фотонов и интегрального коэффициента пропускания была вычислена для различных центральных частот импульсов в зависимости от длительности. Результаты расчетов представлены на рис. 3.

При увеличении длительности импульса (2) пропорционально сужается его спектр и, как видно из рис. 3б, интегральный коэффициент прохождения проявляет сильную зависимость от несущей частоты. Проявляется резонансный характер взаимодействия импульса со средой: при малой отстройке частоты несущей импульса от частоты резонанса наблюдается значительное различие в количестве прошедших через волновод фотонов и в интегральном коэффициенте пропускания. При изменении коэффициента отражения частично отражающих элементов существенно изменяется характер поведения интегрального коэффициента прохождения. Зависимость интегрального коэффициента прохождения для импульсов с несущими частотами, близкими к резонансной, приведены на рис. 4а, б, в.

Было рассчитано число прошедших фотонов для резонансного $\omega_0 = \omega_{res}$ электромагнитного импульса при его распространении для различных коэффициентов отражения частично отражающих элементов r . Результаты расчета представлены на рис. 5.

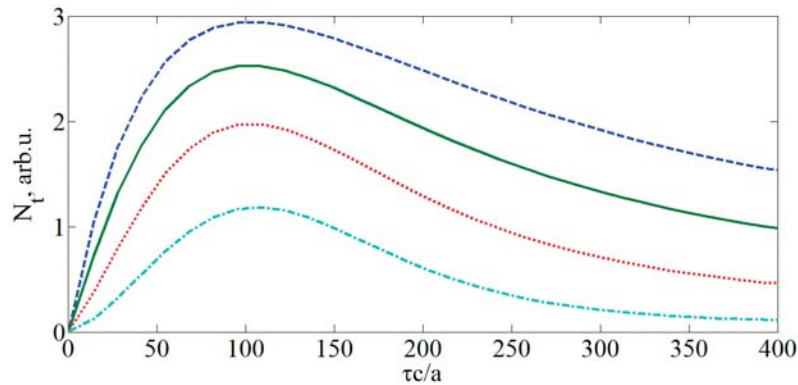


Рис. 5. Число прошедших фотонов в зависимости от длительности импульса для различных коэффициентов отражения частично отражающих элементов. Штриховая кривая — $r = 0.2$, сплошная — $r = 0.4$, пунктирная — $r = 0.6$, штрихпунктирная — $r = 0.8$; $\omega_0 = 0.360 \cdot 2\pi c/a$

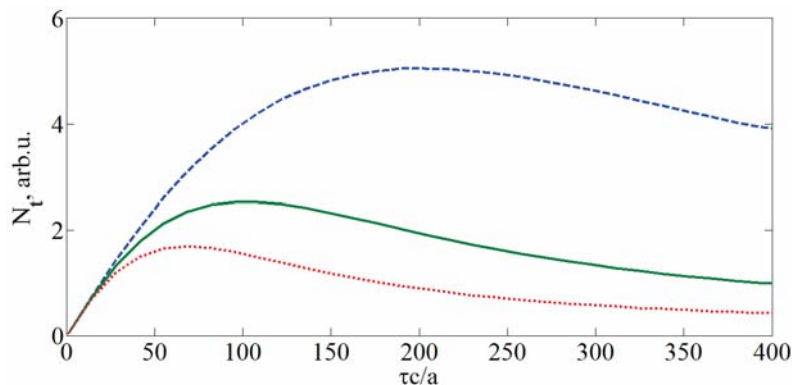


Рис. 6. Прохождение импульсов в зависимости от их длительности для различных значений ширины резонанса. Штриховая кривая — $\gamma = 0.0006 \cdot 2\pi c/a$, сплошная — $\gamma = 0.0012 \cdot 2\pi c/a$, пунктирная — $\gamma = 0.0018 \cdot 2\pi c/a$; $r = 0.4$, $\omega_0 = 0.360 \cdot 2\pi c/a$

Из рисунка следует, что длительность импульса, при которой наблюдается максимум числа прошедших фотонов, не зависит от коэффициента отражения r . При увеличении коэффициента r число прошедших фотонов уменьшается.

Зависимость числа прошедших фотонов для резонансного $\omega_0 = \omega_{res}$ электромагнитного импульса было рассчитано для различных значений ширины резонанса γ . Результаты расчетов приведены на рис. 6.

Видно, что число прошедших фотонов сильно зависит от ширины резонанса. Кроме того, при увеличении ширины резонанса длительность импульса, при которой наблюдается максимум числа прошедших фотонов, смещается в сторону более коротких импульсов. Это соответствует тому, что более широкий резонанс лучше отражает более короткие импульсы, чей спектр шире.

3. Выводы

Рассмотрено взаимодействие электромагнитных импульсов конечной спектральной ширины со структурами, проявляющими дисперсионные свойства с резонансом типа Фано, на примере фотонно-кристаллического волновода со специальными вставками-дефектами. Для импульсов различной длительности вычислено количество прошедших волновод фотонов и интегральный коэффициент пропускания в зависимости от ширины резонанса и коэффициента отражения частично отражающих элементов. Подтвержден интуитивно понятный факт, состоящий в том, что короткие импульсы не замечают резонансного характера коэффициента пропускания, то есть их характер распространения по такому волноводу практически не зависит от центральной длины волны. Минимальная длительность импульса, при которой начинает проявляться резонансный характер взаимодействия, зависит от ширины резонанса и коэффициента отражения частично отражающих элементов.

Работа выполнена в рамках Государственного задания Министерства образования и науки РФ (НИР №1940).

Литература

1. *Fan S.* Sharp asymmetric line shapes in side-coupled waveguide-cavity systems // Applied Physics Letters. 2002. V. 80, N 6. P. 908–910.
2. *Fano U.* Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts // Phys. Rev. 1961. V. 124, N 6. P. 1866–1878.
3. *Madden R.P., Codling K.* Two-Electron Excitation States in Helium // Astrophysical Journal. 1965. V. 141. P. 364–375.
4. *Astapenko V.A., Svita S.Yu.* Scattering of electromagnetic pulses by metal nanospheres in the vicinity of a Fano-like resonance // Physics Letters A. 2015. V. 379. P. 1293–1296.
5. *Bloch I., Dalibard J., Zwirger W.* Many-body physics with ultracold gases // Rev. Mod. Phys. 2008. V. 80. P. 885–964.
6. *Miroshnichenko A.E., Flach S., Kivshar Y.S.* Fano resonances in nanoscale structures // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 2257–2298.
7. *Astapenko V.A.* Simple formula for photoprocesses in ultrashort electromagnetic field // Phys. Lett. A. 2010. V. 374. P. 1585–1590.
8. *Fedotov A.B., Naumov A.N., Zheltikov A.M.* Frequency-tunable supercontinuum generation in photonic-crystal fibers by femtosecond pulses of an optical parametric amplifier // J. Opt. Soc. Am. B. 2002. V. 19, N 9. P. 2156–2164.

References

1. *Fan S.* Sharp asymmetric line shapes in side-coupled waveguide-cavity systems. Applied Physics Letters. 2002. V. 80, N 6. P. 908–910.

2. *Fano U.* Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts. *Phys. Rev.* 1961. V. 124, N 6. P. 1866–1878.
3. *Madden R.P., Codling K.* Two-Electron Excitation States in Helium. *Astrophysical Journal.* 1965. V. 141. P. 364–375.
4. *Astapenko V.A., Svita S.Yu.* Scattering of electromagnetic pulses by metal nanospheres in the vicinity of a Fano-like resonance. *Physics Letters A.* 2015. V. 379. P. 1293–1296.
5. *Bloch I., Dalibard J., Zwerger W.* Many-body physics with ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.* 2008. V. 80. P. 885–964.
6. *Miroshnichenko A.E., Flach S., Kivshar Y.S.* Fano resonances in nanoscale structures. *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 2257–2298.
7. *Astapenko V.A.* Simple formula for photoprocesses in ultrashort electromagnetic field. *Phys. Lett. A.* 2010. V. 374. P. 1585–1590.
8. *Fedotov A.B., Naumov A.N., Zheltikov A.M.* Frequency-tunable supercontinuum generation in photonic-crystal fibers by femtosecond pulses of an optical parametric amplifier. *J. Opt. Soc. Am. B.* 2002. V. 19, N 9. P. 2156–2164.

Поступила в редакцию 07.07.2016