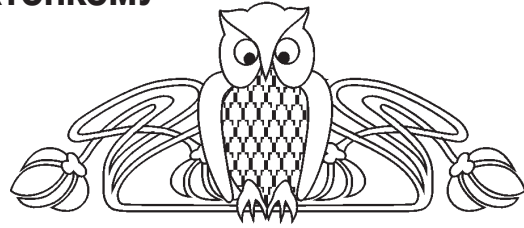




УДК 621.382.029.6

КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ ПОДХОД К СВЕРХТОНКОМУ РАСЩЕПЛЕНИЮ В МЮОННОМ ВОДОРОДЕ

А. А. Бойков, Н. А. Бойкова

Саратовский государственный университет
E-mail: boykova_na@mail.ru

Применяется релятивистская амплитуда рассеяния для описания спектров двухчастичных атомов в квазипотенциальном подходе. Анализируется дополнительная логарифмическая поправка шестого порядка по константе тонкой структуры в сверхтонкий сдвиг основного уровня, возникающая от учета эффекта запаздывания.

Ключевые слова: связанное состояние, сверхтонкий сдвиг, однофотонный обмен, мюонный атом, кулоновское взаимодействие, квазипотенциальный подход, логарифмический вклад.

The Quasipotential Approach to the Superfine Splitting of Muonic Hydrogen and Positronium

A. A. Boikov, N. A. Boikova

For the description of the two-partial atoms spectrum in quasipotential approach the relativistic amplitude is used. The interrelation of scattering amplitude expressions, corresponding to quantoelectrodinamic corrections in various orders is traced. Arising from the accounting of delay effect the additional logarithmic corrections of the sixth order to the constant of fine structure in the bound level superfine shift are analyzed.

Key words: bound state, fine shift, energy level, hydrogen-like atom, Coulomb interaction, quasipotential approach, logarithmic contribution.

Важным направлением спектроскопии мюонных атомов является изучение интервалов сверхтонкой структуры с высокой точностью. Одним из наиболее эффективных теоретических методов исследования сверхтонкой структуры мюонных атомов является квазипотенциальный подход, предложенный А. А. Логуновым и А. Н. Тавхелидзе [1].

Основное уравнение квазипотенциального подхода представляется в виде [2]

$$(E - \varepsilon_{1p} - \varepsilon_{2p}) \varphi(\vec{p}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int V(\vec{p}, \vec{q}, E) \varphi(\vec{q}) d^3q, \quad (1)$$

где E – собственное значение полной энергии, $\varepsilon_{ip} = \sqrt{p^2 + m_i^2}$, φ – описывающая систему волновая функция. Для определения квазипотенциала $V(\vec{p}, \vec{q}, E)$ вводится оператор [3]

$$\tau_0 = F^{-1} T_0^+ F^{-1}, \quad F = (2\pi)^3 (E - \varepsilon_{1p} - \varepsilon_{2p}), \quad (2)$$

где $T_0^+ = (\overline{G_0 T G_0})^+$, G_0 – функция Грина для не-

взаимодействующих частиц. Релятивистская амплитуда рассеяния $T(\vec{p}, \vec{q}, p_0, q_0, E)$ определяется из уравнения Бете – Солпитера [4]. Квазипотенциал системы двух фермионов [5] имеет вид

$$V = F^{-1} - (\widehat{G}^+)^{-1} = \frac{\tau_0}{(1 + F\tau_0)}, \quad (3)$$

где G – функция Грина для взаимодействующих частиц. На массовой поверхности $E = \varepsilon_{1p} + \varepsilon_{2p} = \varepsilon_{1q} + \varepsilon_{2q}$ оператор $\tau_0(\vec{p}, \vec{q}, E)$ и физическая амплитуда $T_+(\vec{p}, \vec{q}, E)$ совпадают:

$$T_+(\vec{p}, \vec{q}, E) = u_1(\vec{p}) u_2(-\vec{p}) T(p_0 = 0, q_0 = 0, \vec{p}, \vec{q}, E) u_1(\vec{q}) u_2(-\vec{q}). \quad (4)$$

В работе [6] исследование сверхтонкой структуры S уровней мюонного водорода выполнялось на основе квазипотенциального уравнения шредингеровского типа. Однако значительно раньше получил известность другой подход к решению этой проблемы [7, 8]. Выясним, содержит ли всю информацию о связанной системе двух частиц способ построения квазипотенциала через амплитуду рассеяния (4) или квазипотенциал должен строиться на основе оператора τ_0 (3).

Выполняя замену оператора τ_0 амплитудой рассеяния T_+ , используем разложение амплитуды T_+ в ряд по степеням постоянной тонкой структуры α :

$$T = T_+^{(2)} + T_+^{(4)} + \dots \quad (5)$$

Тогда для квазипотенциала получим

$$V = T_+ (1 - FT_+ + FT_+ FT_+ - \dots). \quad (6)$$

В низших порядках теории возмущений имеем:

$$V = \Delta V^{(2)} + \Delta V^{(4)} + v_c + \dots, \quad (7)$$

$$V^{(2)} = T_+^{(2)}, \quad V^{(4)} = T_+^{(4)} - T_+^{(2)} FT_+^{(2)}$$

Амплитуда рассеяния строится с помощью фейнмановской диаграммной техники. Квазипотенциал $V(\vec{p}, \vec{q}, E)$ в низшем приближении, соответствующем однофотонному обмену между фермионами, определяется выражением



$$V(\vec{p}, \vec{q}, E) = K^{(1)}(\vec{p}, \vec{q}). \quad (8)$$

Обратимся теперь к обмену одним поперечным фотоном. Соответствующее аналитическое выражение, опираясь на амплитуду T_+ , можно представить в виде

$$\Delta E_T = \langle \varphi_c(\vec{p}) | (K_T(\vec{p}, \vec{q}, E))_+ | \varphi_c(\vec{q}) \rangle, \quad (9)$$

$$\text{где } K_T(k) = -\frac{e^2}{(k_0^2 - \vec{k}^2)} \{ \vec{y}_1 \vec{y}_2 - (\vec{y}_1 \vec{k})(\vec{y}_2 \vec{k})(\vec{k})^{-2} \}.$$

$$\begin{aligned} \overline{G_0 K_T G_0}(\vec{p}, \vec{q}, E) &= -\frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik(\tau-t)} dk'_0 \int_{-\infty}^{\infty} S_1(p_1) S_2(p_2) e^{ip_0 t} dp_0, \\ \int_{-\infty}^{\infty} K_T(k_0, k'_0, \vec{p}, \vec{q}) e^{-it(k_0 - k'_0)} dk_0 \int_{-\infty}^{\infty} S_1(q_1) S_2(q_2) e^{-it q_0} dq_0. \end{aligned} \quad (11)$$

Выполняя контурное интегрирование по переменным k_0, k'_0, τ , а затем – проектиро-

Выясним, в чем причина различия в результатах $\alpha^6 \ln \alpha$ на основе амплитуд T_+ и τ_0 . Из амплитуды T_+ для однофотонного поперечного обмена следует, что учет взаимодействия фермионов обеспечивает фактор

$$(K(\vec{p}, \vec{q}, E))_+ = \frac{4\pi\alpha}{|\vec{p} - \vec{q}|^2} M(\vec{p}, \vec{q}), \quad (10)$$

где $M(\vec{p}, \vec{q})$ – матричная часть оператора. Применение амплитуды τ_0 при учете взаимодействия приводит к следующему оператору:

вание на положительно-частотные состояния, получим:

$$\begin{aligned} (\overline{G_0 K_T G_0})_+ &= u_1(\vec{p}) u_2(-\vec{p}) \overline{G_0 K_T G_0}(\vec{p}, \vec{q}, E) \gamma_{10} \gamma_{20} u_1(\vec{q}) u_2(-\vec{q}), \\ (\overline{G_0 K_T G_0})_+ &= \frac{2\pi\alpha}{|\vec{p} - \vec{q}|} F(\vec{p}) F(\vec{q}) B(\vec{p}, \vec{q}) M(\vec{p}, \vec{q}), \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} M(\vec{p}, \vec{q}) &= u_1(\vec{p}) u_2(-\vec{p}) (\alpha_1 \alpha_2 - \frac{(\alpha_1(\vec{p} - \vec{q}))(\alpha_2(\vec{p} - \vec{q}))}{(\vec{p} - \vec{q})^2}) u_1(\vec{q}) u_2(-\vec{q}), \\ B(\vec{p}, \vec{q}) &= \left(\frac{1}{(\varepsilon_{1p} - E_1 - E_2 + \varepsilon_{2q} + |\vec{p} - \vec{q}|)} + \frac{1}{(\varepsilon_{1q} - E_1 - E_2 + \varepsilon_{2p} + |\vec{p} - \vec{q}|)} \right). \end{aligned}$$

Теперь запишем аналитические выражения для сдвигов $\Delta E_T^1, \Delta E_T^2$ и сравним их:

$$\Delta E_T^1 = \langle \varphi_c(\vec{p}) | \frac{4\pi\alpha}{(\vec{p} - \vec{q})^2} M(\vec{p}, \vec{q}) | \varphi_c(\vec{q}) \rangle, \quad (13)$$

$$\Delta E_T^2 = \langle \varphi_c(\vec{p}) | \frac{2\pi\alpha}{|\vec{p} - \vec{q}|} B(\vec{p}, \vec{q}) M(\vec{p}, \vec{q}) | \varphi_c(\vec{q}) \rangle. \quad (14)$$

Как видно, если пренебречь членами $(\varepsilon_{1p} - E_1 - E_2 + \varepsilon_{2q})$ и $(\varepsilon_{2p} - E_2 - E_1 + \varepsilon_{1q})$, то получаем идентичные выражения для сдвига. Однако именно эти члены учитывают эффект

запаздывания при взаимодействии фермионов в экзотическом атоме. Данный эффект не является столь сильным, чтобы оказать влияние на основной вклад порядка α^4 , но весьма существен при исследовании логарифмических вкладов порядка $\alpha^6 \ln \alpha$.

Учитывая, что за сверхтонкое взаимодействие ответственны спиновые моменты фермионов, выделим в матричной структуре $M(\vec{p}, \vec{q})$ члены M^{hfs} , пропорциональные произведению матриц Паули:

$$\Delta E_T^{hfs} = \frac{4}{3\pi^4} \alpha^6 \mu^5 \langle \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \rangle \int \frac{N_p d^3 p}{(p^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} \int \frac{N_q d^3 q}{(q^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} \frac{1}{(\vec{p} - \vec{q})^2} A(\vec{p}, \vec{q}), \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} A(\vec{p}, \vec{q}) &= [(\vec{p} - \vec{q})^2 \left(\frac{1}{M_{1p} M_{2q}} + \frac{1}{M_{1q} M_{2p}} \right) - \\ &- \frac{(p^2 - q^2)^2}{(\varepsilon_{1p} + \varepsilon_{1q})(\varepsilon_{2p} + \varepsilon_{2q})} \left(\frac{1}{M_{2p} M_{2q}} + \frac{1}{M_{1p} M_{1q}} + \frac{[\vec{p}\vec{q}]^2}{(\vec{p} - \vec{q})^2 M_{1p} M_{1q} M_{2p} M_{2q}} \right)]. \end{aligned}$$



Примечательной особенностью данного выражения является наличие вклада порядка α^4 , который содержится в первых двух членах и выделяется при заменах:

$$N_p N_q \rightarrow 1, \quad \frac{1}{M_{1p} M_{2q}} + \frac{1}{M_{1q} M_{2p}} \rightarrow \frac{1}{2m_1 m_2}, \quad (16)$$

$$\Delta E_{1T}^{hfs}(\alpha^4) = \frac{2}{3\pi^4} \frac{1}{m_1 m_2} \alpha^6 \mu^5 \langle \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \rangle \left(\int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_p d^3 p}{(p^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{\alpha^4 \mu^3}{m_1 m_2} \langle \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \rangle = E_F. \quad (17)$$

Отметим присутствие в выражении (15) логарифмического вклада $\alpha^6 \ln \alpha$:

$$\Delta E_T^{1hfs}(\alpha^6 \ln \alpha) = \frac{\mu^2 \alpha^2}{m_1 m_2} E_F \left(\frac{m_1}{m_2} + \frac{m_2}{m_1} \right) \ln \alpha^{-1}. \quad (18)$$

Итак, результат (16) определяет основной вклад в сверхтонкое расщепление от электромагнитного взаимодействия в мюонном водороде при $m_1 = m_\mu$ и $m_2 = m_p$.

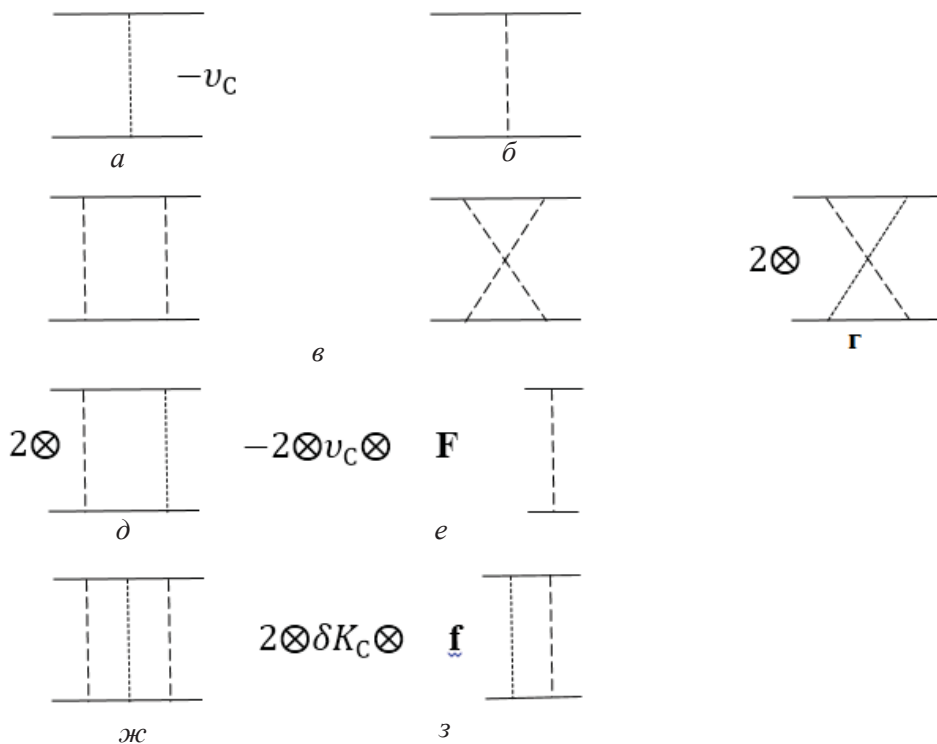
Однако формула (16) имеет более общий характер и может быть применена к любому двухфермионному экзотическому атому при описании сверхтонкой структуры спектра. При этом ее численное значение для различных ато-

мов существенно отличается в силу их массовых характеристик.

Проведем сравнительный анализ логарифмических вкладов порядка $\alpha^6 \ln \alpha$ для мюонного водорода и позитрония для диаграмм, приведенных на рисунке, где схематично показаны обмены кулоновскими (точечная линия) и поперечными (пунктирная линия) фотонами. При анализе используем табл. 3 из работы [5], в которой представлены вклады от диаграмм рисунка. Составим таблицу логарифмических вкладов с учетом результата (18) от обмена поперечным фотоном:

$$\Delta E^{hfs} = \frac{\mu^2 \alpha^2}{m_1 m_2} E_F \ln \alpha^{-1} (K + ML), \quad M = \frac{m_1}{m_2} + \frac{m_2}{m_1}. \quad (19)$$

В таблице результаты представлены в виде совокупности безмассовых членов (K) и логарифмических вкладов (L), пропорциональных M . Для позитрония разделение вкладов на K и L условно, так как $m_1 = m_2 = m$ и $M = 2$. В части L данная таблица аналогична табл. 3 из работы [5] при замене $m_\mu \rightarrow m_e$ и $m_p \rightarrow m_e$. Заметим, что сумма вкладов (L) равна 0 как для позитрония, так и для мюонного водорода. Результаты типа (K) оказываются различными.



Диаграммы, дающие вклады порядка $\alpha^6 \ln \alpha$ в сверхтонкое расщепление атома [5]



Вклады в сверхтонкое расщепление

Диаграмма	$p^+ \mu^-$		$e^+ e^-$	
	K	L	K	L
а	1/4	0	1/4	2
б	0	M	2	2
в	9/2	0	9/2	0
г	-2	$-M$	-2	-2
д	0	$3M$	0	6
е	-4	$-2M$	-4	-4
ж	5/4	0	5/4	0
з	0	$-M$	0	-2
Σ	0	0	2	0

Итак, как следует из данных, приведенных в таблице, в отличие от результатов для сверхтонкого сдвига с точностью α^4 при повышении точности до $\alpha^6 \ln \alpha$ спектроскопия мюонного водорода не переходит в спектроскопию по-

$$(K_T)_{OF} = \frac{2\pi\alpha}{|\vec{p} - \vec{q}|} \left(\frac{1}{(\varepsilon_{1p} - E_1 - E_2 + \varepsilon_{2q} + |\vec{p} - \vec{q}|)} + \frac{1}{(\varepsilon_{1q} - E_1 - E_2 + \varepsilon_{2p} + |\vec{p} - \vec{q}|)} \right) M(\vec{p}, \vec{q}). \quad (20)$$

Выясним, какое влияние окажет учет эффекта запаздывания на вклады порядка $\alpha^6 \ln \alpha$.

$$\Delta E_T^{2hfs} = \frac{1}{12\pi^4} \frac{1}{m_1 m_2} \alpha^6 \mu^5 \langle \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \rangle \int \frac{d^3 p}{\varepsilon_{2p} \varepsilon_{1p} (p^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} \int \frac{1}{(q^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} \times \\ \times \left[1 + \frac{2(\varepsilon_{1p} - m_1)(\varepsilon_{2q} - m_2)}{(\vec{p} - \vec{q})^2} \right] \left\{ \frac{p^2 q^2}{(\vec{p} - \vec{q})^2} \left(\frac{M_{1q} + M_{1p}}{(\varepsilon_{2p} + \varepsilon_{2q})} + \frac{M_{2p} + M_{2q}}{(\varepsilon_{1p} + \varepsilon_{1q})} \right) + 2M_{1p} M_{2q} \right\} d^3 q. \quad (21)$$

Анализ показывает, что первое слагаемое, в фигурных скобках, вносит вклады в сверхтонкое расщепление, начиная с членов порядка $\alpha^6 \ln \alpha$, а второе – с членов порядка α^4 . Отличие фактора $(\varepsilon_{1p} - E_1 + \varepsilon_{2q} - E_2 + |\vec{p} - \vec{q}|)$ от $|\vec{p} - \vec{q}|$ оказывается существенным для получения логарифмических поправок при наличии в выражении членов, обеспечивающих вклады порядка α^4 . Вклады $\alpha^6 \ln \alpha$ вносят попарные произведения первых и вторых членов в квадратных и фигурных скобках. Используя значение стандартного интеграла, находим окончательно:

$$\Delta E_T^{2hfs} (\alpha^6 \ln \alpha) = \frac{\mu^2 \alpha^2}{m_1 m_2} E_F \left(\frac{m_1}{m_2} + \frac{m_2}{m_1} + 2 \right) \ln \alpha^{-1}. \quad (22)$$

Учет результата (22) в таблице приводит к изменению коэффициента K в строке б на 2,

зитрония при соответствующей замене масс в двухчастичной системе. Возникает вопрос: сохраняется ли сходство вкладов этих атомов при прецизионных вычислениях сверхтонких сдвигов? Сохраняется, но при условии, что определение квазипотенциала через амплитуду рассеяния T_+ (4) рассматривается в качестве приближения выражение (3).

Проанализируем выражение для сверхтонкого сдвига от однофотонного обмена на основе определения (3), которое, как было показано, принимает вид (14). В отличие от выражения (13), исследование однофотонного взаимодействия на основе амплитуды (14) является более громоздким, но и более детальным, позволяющим учесть эффект запаздывания при взаимодействии фермионов. В результате вместо кулоновского потенциала v_c , соответствующего мгновенному взаимодействию, получаем операторное выражение, содержащее более точную зависимость от импульсов.

Выделяя члены в выражении ΔE_T^2 , ответственные за сверхтонкое расщепление, получим:

так что суммарные результаты столбцов K для мюонного водорода и позитрония оказываются одинаковыми. Таким образом, восстанавливается общность результата $\alpha^6 \ln \alpha$ при исследовании сверхтонкого расщепления для мюонного водорода и позитрония.

Из проведенного анализа следует, что для полного исследования сверхтонкого расщепления в двухчастичных атомах, содержащих частицы различных масс, необходимо использовать релятивистский квазипотенциал, что позволяет детально учесть эффект запаздывания.

Список литературы

1. Logunov A. A., Tavkhelidze A. N. Quasioptical approach in quantum field theory // Nuovo cimento. 1963. Vol. 29, № 2. P. 380–390.



2. Фаустов Р. Н. Квазипотенциальный метод в задаче о связанных состояниях // ТМФ. 1970. Т. 3, № 2. С. 240–254.
3. Бойкова Н. А., Тюхтяев Ю. Н., Фаустов Р. Н. О вкладах порядка $\alpha^6 \ln \left(\frac{m_1}{m_2} \right)$ в тонкий сдвиг S уровней энергии мюония // ЯФ. 1998. Т. 61, № 5. С. 866–870.
4. Бойкова О. А., Тюхтяев Ю. Н. Квазипотенциальная теория ряда экзотических атомов // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2011. Т. 11, вып. 1. С. 31–37.
5. Бойкова Н. А., Двоеглазов В. В., Тюхтяев Ю. Н., Фаустов Р. Н. Квазипотенциал в четвертом порядке теории возмущений и инфракрасные особенности // ТМФ. 1991. Т. 89, № 2. С. 228–237.
6. Мартыненко А. П., Фаустов Р. Н. Сверхтонкая структура основного состояния мюонного водорода // ЖЭТФ. 2004. Т. 125, вып. 1. С. 48–62.
7. Тюхтяев Ю. Н. Новый метод учета кулоновского взаимодействия в квазипотенциальном подходе Логунова–Тавхелидзе // ТМФ. 1982. Т. 53, № 3. С. 419–428.
8. Бойкова Н. А., Бойкова О. А., Тюхтяев Ю. Н. Электромагнитное взаимодействие в мюонии и мюоном водороде // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2011. Т. 11, вып. 1. С. 54–59.

УДК 538.975, 544.72.05, 539.216.2

ПОЛУЧЕНИЕ И ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК ЛЕНГМЮРА – БЛОДЖЕТТ, СОДЕРЖАЩИХ КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ CdSe/CdS/ZnS

И. А. Горбачев, С. Н. Штыков, Е. Г. Глуховской

Саратовский государственный университет
E-mail: iliyagorbachev@mail.ru



Методом флуоресцентной спектроскопии исследованы многослойные структуры на основе тонких пленок полупроводниковых квантовых точек (КТ) состава CdSe/CdS/ZnS, гидрофобизированных олеиновой кислотой, с пиками флуоресценции 525 и 631 нм, полученные по технологии Ленгмюра – Блоджетт. Экспериментально показано, что спектр флуоресценции наноразмерной пленки, состоящей из монослоев КТ разного типа, имеет сложный характер и может перестраиваться в зависимости от взаимного расположения перетяжки фокуса и слоев КТ в пленке, что открывает возможность управления интенсивностью флуоресценции каждого из слоев КТ.

Ключевые слова: ленгмюровские монослои, пленки Ленгмюра – Блоджетт, квантовые точки, оптические свойства, нанокomпозитные структуры.

Creating and Fluorescence of the Multilayer Langmuir – Blodgett Films of CdSe/CdS/ZnS Quantum Dots

I. A. Gorbachev, S. N. Shtykov, E. G. Glukhovskoy

Multilayered structures composed by Langmuir – Blodgett films of CdSe/CdS/ZnS quantum dots functionalized by oleic acid and fluorescent at 525 and 631 nm were prepared and studied by fluorescent spectroscopy. It was shown that fluorescent spectra of the nanosized multilayered film consisting of different QD layers have complex character and can be rearranged with relative positions of QD layer and laser beam that open possibility to operate the fluorescent intensity of every QD layer.

Key words: Langmuir monolayers, Langmuir – Blodgett films, quantum dots, optical properties, nanocomposite structure.

Введение

Области применения квантовых точек с момента их создания и до настоящего времени стремительно расширяются. Наряду с использованием при проведении анализа в иммунологии и гистологических исследованиях, одним из направлений, где квантовые точки являются перспективным материалом, является оптоэлектроника. Так, квантовые точки являются перспективными материалами при создании светоизлучающих приборов, а также приборов фотовольтаики. На сегодняшний день существует ряд работ, в которых рассматривается использование квантовых точек как элементов светоизлучающих приборов [1–5]. Особенностью указанных способов использования квантовых точек в качестве элементов светоизлучающих приборов является их расположение в виде тонкого слоя, в ряде работ – монослоя. Распространенными для этого технологиями являются послойная адсорбция квантовых точек на поверхность из растворов [6], получение тонких пленок методом вращающейся подложки [7] и технология Ленгмюра – Блоджетт [8]. Одной из идей, продвигаемой авторами в работах, является создание светоизлучающего прибора с белым цветом излучения, для чего, как правило, используются квантовые точки с разной