

новным задачам эксперимента и позволяет проводить измерения энергии и заряда отдельных частиц первичного космического излучения в области энергий свыше 2 ТэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Vernov S. N. et al.//17 ICCR. Paris. 1981. V. 8. P. 49. [2] Иваненко И. П. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1986. 44, № 4. С. 200. [3] Иваненко И. П. и др.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. 27, № 6. С. 81. [4] Иваненко И. П. и др.//Космические исследования. 1987. 25, № 3. С. 471. [5] Григоров Н. Л. и др.//Ядерная физика. 1970. 11, № 5. С. 1058.

Поступила в редакцию
28.04.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 23, № 5

РАДИОФИЗИКА

УДК 535.241

АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ В ДВУХЧАСТОТНОМ РЕЖИМЕ ДИФРАКЦИИ

В. Б. Волошинов, В. Н. Парыгин, Б. Траоре (Мали)

(кафедра физики колебаний)

Исследован особый случай дифракции света на ультразвуковых волнах в оптически анизотропной среде с тремя дифракционными максимумами помимо нулевого дифракционного порядка. Рассмотренный режим дифракции характеризуется высокой селективностью акустооптического брэгговского взаимодействия.

Дифракция света на ультразвуке в оптически анизотропных средах может характеризоваться несколькими световыми дифракционными брэгговскими максимумами [1–3]. Проведенные исследования показали перспективность использования явления многократного рассеяния света на монохроматическом звуке в устройствах управления параметрами оптического излучения и оптической обработки информации. К настоящему времени экспериментально исследованы режимы двукратного брэгговского рассеяния света. Эффективное трехкратное взаимодействие света и звука реализовать в экспериментах не удается [3]. Это объясняется ограничениями, налагаемыми на акустооптическое взаимодействие симметрией используемых кристаллов, а также малостью соответствующих фотоупругих констант материалов, обеспечивающих изотропную дифракцию при рассеянии света из первого дифракционного максимума во второй [4].

В данной работе рассмотрены режимы анизотропной дифракции при распространении в кристалле в одном направлении двух акустических волн с различными частотами f_1 и f_2 . При фиксированном угле падения света на звук θ и соответствующем выборе значений частот f_1 и f_2 условие брэгговского синхронизма может быть одновременно удовлетворено для взаимодействия света с двумя акустическими волнами. Дифракционная картина будет состоять, как и в ранее исследованных случаях многократной дифракции, из трех дифракционных максимумов помимо нулевого. Каждый из максимумов является брэгговским. Можно ожидать, что рассматриваемый в данной работе режим дифракции окажется перспективным для использования в различных устройствах управления параметрами оптического излучения, например дефлекторах, анализаторах спектра, фильтрах и т. д.

Закономерности анизотропного рассеяния света на двух акустических волнах с частотами f_1 и f_2 удобно рассматривать с помощью векторных построений. На рис. 1, а показаны векторные диаграммы рассеяния света на звуковых волнах с частотами f_{10} и f_{20} и волновыми векторами звука $K_1=2\pi V/f_{10}$ и $K_2=2\pi V/f_{20}$, где V — скорость ультразвука. На рис. 1, б приведена схема дифракционных переходов.

Рассмотрение проводится в случае отрицательного ($n_0 > n_e$) кристалла, когда падающий световой пучок нулевого порядка поляризован, как обыкновенный луч: $k_0=2\pi n_0/\lambda$, k_0 — волновой вектор, λ — длина волны света. Из рис. 1 видно, что световая волна с амплитудой C_0 из нулевого дифракционного порядка рассеивается в первые дифракционные порядки C_{11} и C_{12} одновременно так, что $k_0+K_1=k_{11}$ и $k_0+K_2=k_{12}$. Затем происходит вторичное рассеяние на звуковых волнах из максимумов первого порядка в единственный максимум второго порядка: $k_{11}+K_2=k_2$ и $k_{12}+K_1=k_2$, где $k_2=2\pi n_0/\lambda$ — волновой вектор световой волны с амплитудой C_2 во втором порядке дифракции. Дифракционные максимумы первого порядка C_{11} и C_{12} характеризуются различными углами дифракции θ_{11} и θ_{12} , частота света в них называется сдвинутой соответственно на величины f_{10} и f_{20} . Вектор поляризации света в первых порядках ортогонален вектору поляризации исходного света. Поляризация второго дифракционного максимума, характеризуемого углом дифракции θ_2 , совпадает с поляризацией исходного света, частота света в максимуме C_2 сдвинута на величину $f=f_{10}+f_{20}$.

При заданном угле падения θ_0 оптического излучения с длиной волны λ на ультразвуковой пучок можно определить связь угла θ_0 со значениями акустических частот f_{10} и f_{20} :

$$f_{10} = \frac{n_0 V \sin \theta_0}{\lambda} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{n_0^2 - n_e^2}{n_0^2 \sin^2 \theta_0}} \right], \quad (1)$$

$$f_{20} = \frac{n_0 V \sin \theta_0}{\lambda} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{n_0^2 - n_e^2}{n_0^2 \sin^2 \theta_0}} \right].$$

Анализ соотношений (1) показывает, что многократная дифракция существует в области углов падения $[1 - (n_e/n_0)^2]^{1/2} \leq \sin \theta_0 \leq 1$. При минимальном значении угла θ_0 частоты f_{10} и f_{20} одинаковы:

$$f_{10} = f_{20} = (n_0 V / \lambda) \sin \theta_0 = (V / \lambda) \sqrt{n_0^2 - n_e^2}. \quad (2)$$

При $\theta_0 = \pi/2$ отношение двух частот звука $\alpha = f_{20}/f_{10}$ максимально:

$$\alpha = \frac{n_0 + n_e}{n_0 - n_e}.$$

Из соотношений (1) и (2) можно получить выражения для акустических частот в зависимости от параметра α :

$$f_{10} = (V/\lambda) \sqrt{(n_0^2 - n_e^2)/\alpha}; \quad f_{20} = \alpha f_{10}. \quad (3)$$

Многократные рассеяния света на звуке, показанные на рис. 1, удобно рассчитывать с помощью системы связанных дифференциальных уравнений [2, 5]. Для дифракционных переходов на частотах звука f_1 и f_2 , близких к f_{10} и f_{20} , система уравнений имеет вид

$$2dC_0/dx = -q_1 C_{11} \exp(-j\eta_{01}x) - q_2 C_{12} \exp(-j\eta_{02}x),$$

$$2dC_{11}/dx = q_1 C_0 \exp(j\eta_{01}x) - q_2 C_2 \exp(-j\eta_{11}x), \quad (4)$$

$$2dC_{12}/dx = q_2 C_0 \exp(j\eta_{02}x) - q_1 C_2 \exp(-j\eta_{12}x),$$

$$2dC_2/dx = q_2 C_{11} \exp(j\eta_{11}x) + q_1 C_{12} \exp(j\eta_{12}x),$$

где q_1 и q_2 — параметры, определяемые амплитудами звуковых волн на частотах f_1 и f_2 , η — коэффициенты синхронизма, характеризующие частотные свойства дифракции. Ось x направлена перпендикулярно волновым векторам звуковой волны K_1 и K_2 , поэтому коэффициенты η определяются разностью проекций волновых векторов света на ось x при рассеянии из каждого дифракционного максимума в соседний [5].

При условии синхронизма, когда $f_1=f_{10}$ и $f_2=f_{20}$, все коэффициенты η равны нулю. В этом случае система уравнений легко интегрируется и с учетом граничных условий $C_0(0)=1$; $C_{11}(0)=C_{12}(0)=C_2(0)=0$ дает решения:

$$\begin{aligned} C_0 &= \cos(q_1 l/2) \cos(q_2 l/2); & C_{11} &= \sin(q_1 l/2) \cos(q_2 l/2); \\ C_{12} &= \cos(q_1 l/2) \sin(q_2 l/2); & C_2 &= \sin(q_1 l/2) \sin(q_2 l/2), \end{aligned} \quad (5)$$

где l — длина области взаимодействия светового и звуковых пучков вдоль оси x . Из соотношений (5) следует, что интенсивности дифракционных порядков зависят от соотношения параметров q_1 и q_2 , т. е. определяются мощностью акустических волн на частотах f_1 и f_2 . Эффективность дифракции в первых дифракционных порядках C_{11} и C_{12} не превышает 50%, в то время как эффективность двукратного рассеяния может быть максимальной: $C_2=1$. Оптимальным с точки зрения величины управляющей мощности является случай $q_1=q_2$. Интенсивность дифракции во втором порядке $I_2=C_2^2=1$ достигается при $q_1 l = q_2 l = \pi$. Если параметры q_1 и q_2 сильно различаются, то интенсивность дифракции $I_2=1$ обеспечивается при значительно больших интенсивностях ультразвука, как это видно из зависимости относительной интенсивности второго дифракционного максимума от амплитуды звуковой волны (рис. 2).

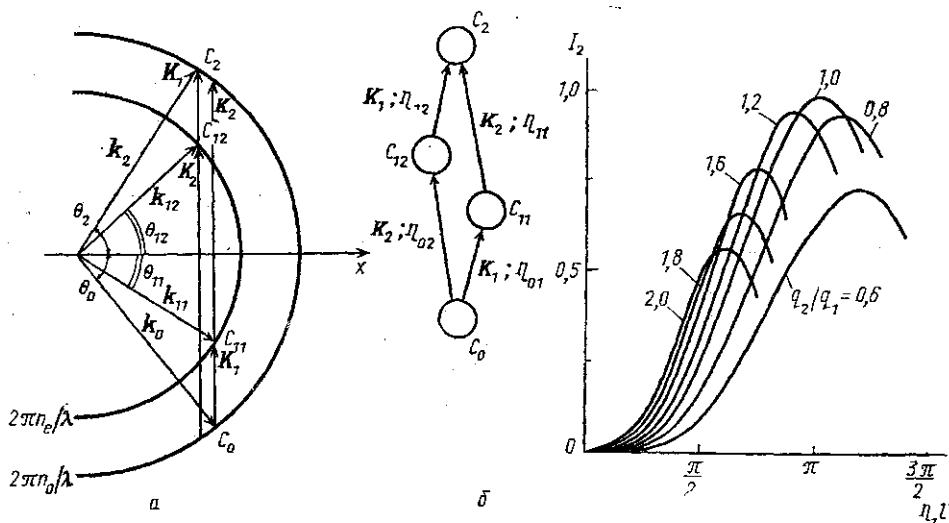


Рис. 1

Рис. 2

Селективные свойства рассматриваемого типа анизотропного взаимодействия можно оценить из решения системы уравнений (4). Для простоты рассмотрение проводится в оптимальном случае $q_1 = q_2$. Рассчитывается зависимость эффективности дифракции $I_2 = C_2 C_2^*$ от величины расстройки ηl , где C_2^* — комплексно сопряженная амплитуда света. Расстройки ηl определяются тем, насколько частоты акустических волн f_1 и f_2 отличаются от значений f_{10} и f_{20} .

При расчетах $I_2(\eta l)$ предполагается, что меняется только одна из двух частот. Если фиксирована вторая частота $f_2 = f_{20}$, а частота f_1 меняется вблизи f_{10} на величину Δf ($\Delta f/f_{10} \ll 1$), то коэффициенты синхронизма дифракционных переходов соответственно равны

$$\eta_{01} = (1 - \alpha)\eta; \quad \eta_{12} = (1 + \alpha)\eta; \quad \eta_{11} = 2\alpha\eta, \quad \eta_{02} = 0; \\ \eta = (\pi\lambda/n_0 V^2) f_{10} \Delta f. \quad (6)$$

В случае, если фиксирована частота $f_1 = f_{10}$ и меняется $f_2 = f_{20} + \Delta f$, то для коэффициентов η справедливы соотношения

$$\eta_{01} = 0; \quad \eta_{02} = (\alpha - 1)\eta; \quad \eta_{11} = (\alpha + 1)\eta; \quad \eta_{12} = 2\eta. \quad (7)$$

Из системы уравнений (4) с использованием коэффициентов (6) или (7) с помощью ЭВМ рассчитывались зависимости $I_2(\eta l)$. При расчетах соотношение частот α варьировалось от $\alpha = 1$ до $\alpha = 30$. Результаты расчетов частотных диапазонов, в которых эффективность дифракции I_2 лежит в пределах $0,5 \leq I_2 \leq 1$, сравнивалась с диапазоном частот изотропной дифракции Брэгга на той же частоте ультразвука $f = f_{10}$ [2]. На рис. 3 показаны зависимости частотных диапазонов дифракции от соотношения акустических частот α . По оси ординат отложено отношение частотного диапазона при двукратном анизотропном рассеянии к диапазону Δf_m при изотропной дифракции. На рис. 3 кривая 1 соответствует дифракции с перестройкой частоты f_1 , кривая 2 иллюстрирует селективность рассеяния при перестройке f_2 .

Проведенные расчеты позволяют сделать вывод о том, что селективность двукратного анизотропного рассеяния возрастает с увеличением α . Обнаруженная закономерность имеет ясное физическое объяснение. При угле падения $\theta \rightarrow \pi/2$ происходит дифракция, близкая к коллинеарной [2]. Полоса частот анизотропной дифракции при этом резко убывает и определяется размером звукового столба вдоль направления векторов K_1 и K_2 . При проведении настоящего исследования не сделано ограничений на этот размер, поэтому при $\theta \rightarrow \pi/2$ полоса частот $\Delta f \rightarrow 0$. Следует отметить еще одну особенность анизотропной дифракции на двух акустических волнах. При фиксированном угле падения, т. е. заданном соотношении $f_2/f_1 = \alpha$, большей селективностью обладает дифракция, при которой фиксированной оказывается меньшая из двух акустических частот $f_1 = f_{10}$.

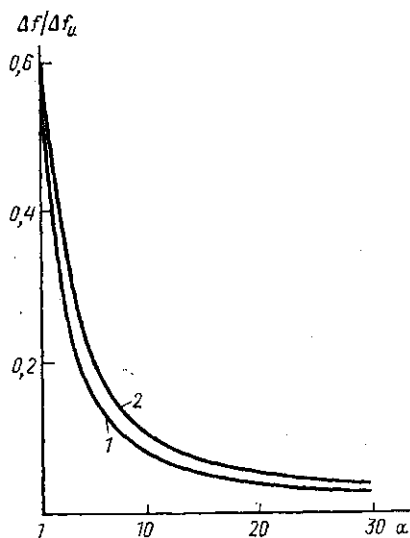


Рис. 3

В качестве частного случая дифракции был рассмотрен случай при соотношении частот $\alpha=2$. При этом направление на дифракционный максимум второго порядка C_2 совпадает с соответствующим направлением на третий брэгговский максимум для частоты f_1 , а дифракционные максимумы C_{11} и C_{12} совпадают с максимумами первого и второго порядков при трехкратном рассеянии света на звуке [3]. Расчет показывает, что частотный диапазон ультразвука, при котором наблюдается второй дифракционный максимум, оказывается в 2,5–2,8 раза меньшим, чем в изотропном случае. Как и при трехкратном рассеянии, в исследованных режимах двухчастотной дифракции частотные полосы максимума C_2 не зависят от уровней управляющей интенсивности $q_1 l$ акустического сигнала. Частотные зависимости двух первых дифракционных порядков C_{11} и C_{12} в отличие от C_2 имеют характерный вид с резким уменьшением интенсивности дифрагированного света в центре частотного диапазона при приближении к синхронному взаимодействию, когда $\eta_{01} l = 0$. Если $q_1 l = \pi$, то эффективность дифракции I_{11} и I_{12} убывает до нуля. В этом отношении рассмотренные в данной работе режимы двухчастотной дифракции близки к многократным анизотропным рассеяниям на монохроматическом звуке [2].

Особый интерес представляет исследование рассеяния света на звуке в случае равенства частот $\alpha=1$. Свет при $\alpha=1$ отклоняется из дифракционного порядка C_0 в максимумы C_{11} и C_{12} , как показано на рис. 4, а. Если условие синхронизма нарушено из-за изменения частоты одной из акустических волн, то векторная диаграмма и схема дифракционных переходов имеют вид, показанный на рис. 4. Частота

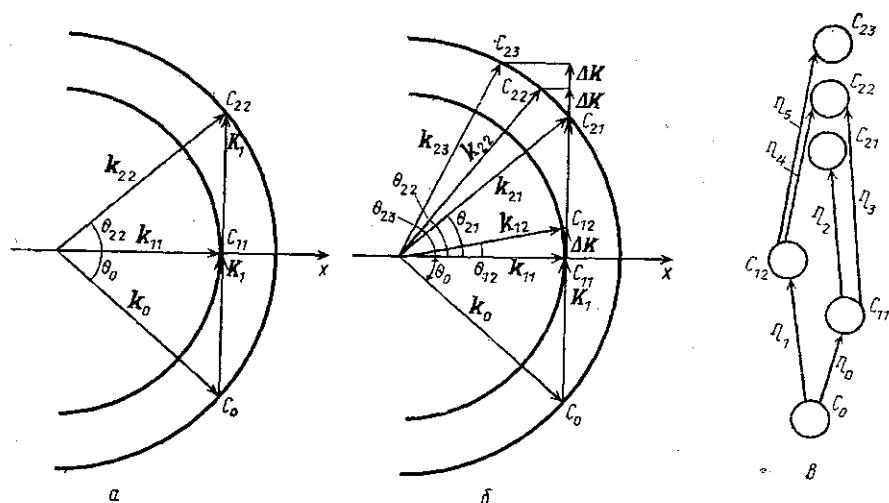


Рис. 4

света в максимуме C_{21} оказывается сдвинутой относительно C_0 на величину $2f_1$, сдвиг частоты в максимуме C_{22} составляет $2f_1 + \Delta f$, в максимуме C_{23} доплеровский сдвиг равен $2f_1 + 2\Delta f$.

Система связанных дифференциальных уравнений для дифракции света на акустических волнах одинаковой мощности с частотами $f_1 = f_{10} + \Delta f$ и $f_2 = f_{10}$ записывается в следующем виде:

$$2dC_0/dx = -qC_{11} \exp(-j\eta_0 x) - qC_{12} \exp(-j\eta_1 x),$$

$$\begin{aligned}
2dC_{11}/dx &= qC_0 \exp(j\eta_0 x) - qC_{21} \exp(-j\eta_2 x) - qC_{22} \exp(-j\eta_3 x), \\
2dC_{12}/dx &= qC_0 \exp(j\eta_1 x) - qC_{22} \exp(-j\eta_4 x) - qC_{23} \exp(-j\eta_5 x), \\
2dC_{12}/dx &= qC_{11} \exp(j\eta_2 x), \\
2dC_{22}/dx &= qC_{11} \exp(j\eta_3 x) + qC_{12} \exp(j\eta_4 x), \\
2dC_{23}/dx &= qC_{12} \exp(j\eta_5 x).
\end{aligned} \tag{8}$$

Из векторных диаграмм рис. 4 могут быть получены выражения для коэффициентов синхронизма:

$$\eta_0 = \eta_1 = \eta_2 = 0, \quad \eta_3 = (2\pi\lambda/n_0 V^2) f_1 \Delta f, \quad \eta_4 = \eta_3, \quad \eta_5 = 2\eta_3. \tag{9}$$

Исследование показало, что дифракционная картина состоит из трех максимумов второго порядка C_{21} , C_{22} и C_{23} . Если $\Delta f/f \ll 1$, то при экспериментальной реализации рассеяния вторые дифракционные максимумы пространственно не разделяются. Если на приемное окно фотоприемника одновременно приходят световые лучи трех дифракционных порядков, частоты которых сдвинуты друг относительно друга на величины Δf и $2\Delta f$, то суммарная интенсивность света трех дифракционных порядков I оказывается модулированной во времени. Анализ показал, что интенсивность I может быть представлена в виде

$$I = (C_{21} + C_{22} + C_{23})(C_{21}^* + C_{22}^* + C_{23}^*) = I_0 + A \sin \Omega t + B \sin 2\Omega t, \tag{10}$$

где I_0 — постоянная составляющая интенсивности, A и B — гармонические составляющие интенсивности с частотой биений Ω и 2Ω , где

$$\Omega = 2\pi\Delta f \approx n_0 V^2 \eta_3 / (\lambda f_1). \tag{11}$$

На рис. 5 показаны рассчитанные с помощью (8)–(11) зависимости интенсивностей света A и B от расстройки $\eta_3 l$, пропорциональной частотному диапазону Δf . При расчетах было положено $q_1 l = q_2 l = q l = (\sqrt{2}/2)\pi$ и $q l = \pi$. Из рис. 5 следует, что с ростом Δf интенсивности соответствующих спектральных компонент убывают. При этом убывание компоненты B на частоте 2Ω оказывается более сильным, чем компоненты A . Такой закон изменения спектральных составляющих объясняется селективными свойствами дифракции Брэгга.

Таким образом, проведенное исследование показало, что одновременное анизотропное рассеяние света на двух акустических волнах характеризуется рядом особенностей по сравнению с изотропным брэгговским рассеянием на монохроматическом звуке. Режимы дифракции в двухчастотном случае представляются перспективными для использования в различных акустооптических устройствах оптической обработки информации, в анализаторах спектра или перестраиваемых фильтрах.

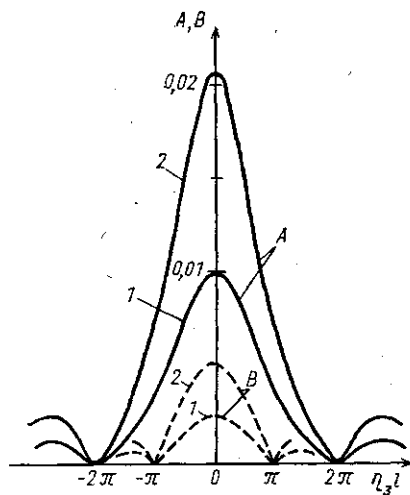


Рис. 5

- [1] Warner A. W., White D. L., Bonner W. A. // J. Appl. Phys. 1972. 43, N 11. P. 4489. [2] Балакшиев В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М., 1985. [3] Волошинов В. Б., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1976. 17, № 3. С. 305. [4] Волошинов В. Б., Парыгин В. Н. // Тез. докл. I Всесоюз. конф. «Проблемы управления параметрами лазерного излучения». Ташкент, 1978. Ч. 1. С. 21. [5] Парыгин В. Н. // Радиотехн. и электроника. 1974. 19. С. 38.

Поступила в редакцию
10.04.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 5

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.373.2:621.039.51

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В СЛОЖНЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСАХ МЕТОДОМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

А. А. Демидов

(кафедра квантовой радиофизики)

Методом Монте-Карло изучается поведение экситонов в сложных органических комплексах при мощном фотовозбуждении. Вычислены параметры синглет-синглетной аннигиляции и их зависимость от времени.

Настоящая работа является третьей, выполненной по программе численного исследования методом Монте-Карло [1, 2] процессов поглощения света, миграции энергии и излучения квантов флуоресценции в сложных органических комплексах (СОК) типа фикобилисомы (ФБС)* — части светособирающей антенны некоторых фотосинтезирующих организмов.

На настоящем этапе наша цель — разработать программу для ЭВМ, реализующую метод Монте-Карло, для наиболее адекватного описания физических процессов, протекающих в СОК при их оптическом возбуждении, и показать возможности этой программы. В предыдущих работах [1, 2] указанные выше процессы исследовались в линейном режиме, т. е. когда отклики СОК на оптическое возбуждение были пропорциональны энергии возбуждения. Данная работа посвящена изучению нелинейных эффектов, возникающих в СОК при мощном лазерном возбуждении (лазерный импульс аппроксимируется δ -функцией).

В нашей модели физическими причинами нелинейности являются: 1) на стадии поглощения света — эффект просветления, 2) на стадии миграции энергии — синглет-синглетная аннигиляция ($S \rightarrow S$ аннигиляция). Миграция энергии между пигментами ФБС происходит по Фёрстеровскому механизму с радиусом $R=5$ нм для перехода ФЭ—ФЭ. Расстояние между любыми двумя соседними пигментами полагалось равным 2 нм.

Синглет-синглетная аннигиляция рассматривалась как процесс миграции энергии с одного возбужденного пигмента на другой возбужденный пигмент. В результате донор переходит в основное невозбуж-

* В рассматриваемой модели ФБС состоит из трех типов молекул пигментов: фикоэритрин (ФЭ), фикоцианин (ФЦ) и аллофикоцианин (АФЦ) в пропорции 60:8:4 соответственно. Остальные подробности см. в тексте и работах [1, 2].