УДК 535.8

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОМОДОВОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

И. А. Дерюгин, А. А. Вишенский и *В. Н. Курашов*

Проведен количественный анализ фотоэлектрических наблюдений поля, являющегося суперпозицией N амплитудно стабилизированных мод и гауссового шума. Получено выражение для относительной дисперсии фотоотсчетов. Показано, что интерпретация наблюдений избыточного фотонного шума в многомодовых оптических полях требует не только выбора определенных характеристик используемых детекторов, но и некоторых предварительных сведений о структуре спектра и пространственном распределении излучения.

Вопросам изучения статистики фотоотсчетов суперпозиционных полей различного типа посвящено несколько работ [1-3]. Было показано, что вследствие межмодовых биений возникает так называемый избыточный фотонный шум, приводящий к резкому возрастанию дисперсии фотоэлектронов. Исследование этого явления в классическом приближении проведено в [4]. Квантовомеханически избыточный шум двухмодового поля исследован в [5]. Нами были определены [7] статистические характеристики суперпозиции N амплитудно стабилизированных мод и гауссового шума с использованием развитой Глаубером [6] квантовой теории когерентности. В настоящей работе мы остановимся на количественном анализе фотоэлектрических наблюдений такого типа полей. Основное внимание будет уделено вычислению относительной дисперсии фотоотсчетов, экспериментальное определение которой наиболее удобно.

Рассмотрим число фотоотсчетов C за время регистрации T. Можно показать [8], что производящая функция факториальных моментов выражается через корреляционные функции поля $G^{(n)}$ следующим образом:

$$\Phi(x,\ t) = \langle (1-x)^C \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n x^n}{n!} \times$$

$$\times \int G^{(n)}(x'_1 \ldots x'_n;\ x''_n \ldots x''_1) \prod_{j=1}^{n} V(x'_j x''_j)\, d^4x'_j d^4x''_j, \tag{1}$$

где

$$V(x'_j,\ x''_j) = \sigma(\mathbf{r}')\, \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'')\, S(t'' - t'), \tag{2}$$

$\sigma(r')$ определяется геометрией и плотностью чувствительных центров, $S(\tau)$ — функция отклика детектора, x_n — совокупность трех пространственных координат и времени. В свою очередь корреляционная функция $G^{(n)}$ определяется с помощью P-представления оператора плотности

$$G^{(n)}(x_1 \ldots x_{2n}) = \int P(\{\alpha\}) \prod_{j=1}^{n} \mathcal{E}^*(x_j) \prod_{l=n+1}^{2n} \mathcal{E}(x_l) \prod_k d^2\alpha_k, \tag{3}$$

где $\mathcal{E}(x_j)$ — собственное значение оператора положительно-частотной части электрического поля $E^{(+)}$, $\{\alpha\}$ — набор амплитуд возбужденных типов колебаний поля. Подставляя (3) в (1), нетрудно получить факториальные моменты распределения фотоэлектронов

$$\left\langle \frac{C!}{(C-n)!} \right\rangle = \int P(\{\alpha\}) Q^n(\{\alpha\}) \prod_k d^2\alpha_k, \tag{4}$$

где

$$Q(\{\alpha\}) = \int \mathcal{E}^*(x) \mathcal{E}(x') V(xx') d^4x d^4x'. \tag{5}$$

Для дальнейших вычислений запишем $\mathcal{E}(x)$ в виде разложения по ортогональным волнам

$$\mathcal{E} = i \sum_k \left(\frac{\hbar\omega_k}{2}\right)^{1/2} \alpha_k U_k(\mathbf{r}) e^{-i\omega_k t}, \tag{6}$$

откуда

$$\Omega(\{\alpha\}) = \int \sum_{kk'} \frac{\hbar}{2} (\omega_k \omega_{k'})^{1/2} U_k^*(r) U_{k'}(r') \alpha_k^* \alpha_{k'} e^{i(\omega_k t - \omega_{k'} t')} V(xx') d^4x d^4x' \tag{7}$$

и введем следующие обозначения:

$$S_{kk'}(T) = \int_{t_0}^{t_0+T} \int_{t_0}^{t_0+T} dt dt' S(t'-t) e^{i(\omega_k t - \omega_{k'} t')}, \tag{8}$$

$$\gamma_{kk'} = \frac{\hbar(\omega_k \omega_{k'})^{1/2}}{2} \int dr' U_k^*(r) U_{k'}(r'). \tag{9}$$

Спектральная чувствительность $S_{kk'}(T)$ определяется функцией отклика и интервалом T, в течение которого открыт затвор детектора, $\gamma_{kk'}$ зависит от пространственного распределения поля. Нетрудно видеть, что подставляя (7) в (4) и учитывая (2), выражение для факториального момента можно свести к виду

$$\left\langle \frac{C!}{(C-n)!} \right\rangle = \sum_{k_1 \ldots k_{2n}} S_{k_1 k_2}(T) \ldots S_{k_{2n-1} k_{2n}}(T) \quad \gamma_{k_1 k_2} \ldots \gamma_{k_{2n-1} k_{2n}} z_{k_1 \ldots k_{2n}}, \tag{10}$$

где

$$z_{k_1 \ldots k_{2n}} = \int P(\{\alpha\}) \alpha_{k_1}^* \alpha_{k_2} \ldots \alpha_{k_{2n-1}}^* \alpha_{k_{2n}} \prod_l d^2\alpha_l. \tag{11}$$

Дальнейший анализ сводится к вычислению z и определению влияния параметров фотодетектора на S и γ, а через них на моменты фотоотсчетов.

Будем предполагать ниже, что возбужденные моды являются статистически независимыми, т. е. $P(\{\alpha\}) = \prod_l P(\alpha_l)$ и, кроме того, фаза каждой из мод равномерно распределена в интервале $[0, 2\pi]$. Последнее справедливо как для гауссовых, так и для амплитудно стабилизированных мод, рассмотренных в [4–7]. Переходя при этих условиях в (11) к полярным координатам, получим

$$z_{k_1 \ldots k_{2n}} = \int |\alpha_{k_1}| \cdots |\alpha_{k_{2n}}| \prod_{l=1}^{N} P(|\alpha_l|) d|\alpha_l| \times$$
$$\times \frac{1}{(2\pi)^N} \int_0^{2\pi} \cdots \int_0^{2\pi} \exp\{i[(\varphi_{k_1} + \cdots + \varphi_{k_n}) - (\varphi_{k_{n+1}} + \cdots + \varphi_{k_{2n}})]\} \prod_{m=1}^{N} d\varphi_m, \tag{12}$$

где N — число возбужденных типов колебаний. Последний интеграл в (12) равен нулю, если показатель экспоненты отличен от нуля, и равен $(2\pi)^N$, если этот показатель равен нулю. Отсюда следует, что из всех $z_{k_1 \ldots k_{2n}}$ остаются лишь те, для которых набор $(k_{n+1} \ldots k_{2n})$ является одной из перестановок набора $(k_1 \ldots k_n)$, так что в z входят лишь четные моменты распределения $P(|\alpha_l|)$.

Определим первые два момента. В соответствии со сказанным выше

$$z_{kk'} = \int\limits_0^\infty |\alpha_k|^2 P(|\alpha_k|)\, d|\alpha_k|\, \delta_{kk'} = \langle |\alpha_k|^2 \rangle \delta_{kk'}, \tag{13}$$

так что

$$\langle C \rangle = \sum_k S_{kk}(T)\, \gamma_{kk} \langle |\alpha_k|^2 \rangle. \tag{14}$$

Аналогичным образом, из всех $z_{k_1 k_2 k_3 k_4}$ отличны от нуля только те, у которых $k_1 = k_3$ и $k_2 = k_4$, либо $k_1 = k_4$, $k_2 = k_3$, причем

$$z_{kk'kk'} = z_{kk'k'k} = z_{kk} z_{k'k'}, \quad k \neq k', \tag{15}$$

$$z_{kkkk} = \int\limits_0^\infty |\alpha_k|^4 P(|\alpha_k|)\, d|\alpha_k| = \langle |\alpha_k|^4 \rangle. \tag{16}$$

Вычисляя второй факториальный момент и комбинируя полученное выражение с (14), найдем дисперсию фотоотсчетов

$$\langle \Delta C^2 \rangle = \sum_{kk'} S_{kk'} S_{k'k} \gamma_{kk'} \gamma_{k'k} (1 - \delta_{kk'}) \langle |\alpha_k|^2 \rangle \langle |\alpha_{k'}|^2 \rangle + \\ + \sum_k S_{kk}^2 \gamma_{kk}^2 [\langle |\alpha_k|^4 \rangle - \langle |\alpha_k|^2 \rangle \langle |\alpha_k|^2 \rangle] + \langle C \rangle. \tag{17}$$

Предположим теперь, что в излучении присутствуют N_1 амплитудно стабилизированных и N_2 гауссовых мод.

Нетрудно убедиться, что для мод первого типа выражение в квадратных скобках (17) исчезает, тогда как для мод второго типа $\langle |\alpha_l|^4 \rangle \neq \neq \langle |\alpha_l|^2 \rangle^2$. Используя соответствующие распределения $P(\alpha)$, приведем (17) к виду

$$\langle \Delta C^2 \rangle = \sum_{k=1}^{N_1} \sum_{k'=1}^{N_1} S_{kk'} S_{k'k} \gamma_{kk'} \gamma_{k'k} (1 - \delta_{kk'}) |\alpha_{k0}|^2 |\alpha_{k'0}|^2 + \\ + \sum_{l=1}^{N_2} \sum_{l'=1}^{N_2} S_{ll'} S_{l'l} \gamma_{ll'} \gamma_{l'l} \langle n_l \rangle \langle n_{l'} \rangle + \\ + 2 \sum_{k=1}^{N_1} \sum_{l=1}^{N_2} S_{kl} S_{lk} \gamma_{kl} \gamma_{lk} |\alpha_{k_0}|^2 \langle n_l \rangle + \langle C \rangle. \tag{18}$$

Дальнейшее упрощение связано с определением S и γ. Заметим, что для четных функций $S(\tau)$

$$S_{kk'}(T) = S^*_{k'k}(T), \tag{19}$$

так что в (14) и (18) входят только модули функций чувствительности. Аналогично

$$\gamma_{kk'} = \gamma^*_{k'k}, \tag{20}$$

а значит, $\langle \Delta C^2 \rangle$, как и следовало ожидать, вещественно. Предположим, далее, что момент отсчета практически локализован во времени, т. е. $S(\tau) = S_0 \delta(\tau)$.

В этом случае

$$S_{kk'}(T) = S_0 e^{i(\omega_k-\omega_{k'})t_0} \frac{e^{i(\omega_k-\omega_{k'})T}-1}{i(\omega_k-\omega_{k'})}. \tag{21}$$

При $k=k'$ последняя величина равна просто S_0T. Если время измерения T мало, а частоты различных мод близки, разлагая экспоненту в (21) и ограничиваясь первым членом, найдем, что к этому же значению близок и $|S_{kk'}(T)|$ для $k \neq k'$. В этих условиях чувствительности, входящие в дисперсию, практически не зависят от номера моды. Для оценки $\gamma_{kk'}$ примем, что $U_k(r)$ является плоской волной и, кроме того, поверхность фотодетектора образована частью плоскости, перпендикулярной оси z, т. е.

$$\sigma(r') = \sigma_0 \delta(z-z_0) \begin{cases} 1 & |x| \leqslant \frac{L}{2}; \; |y| \leqslant \frac{L}{2}, \\ 0 & |x| > \frac{L}{2} \text{ или } |y| > \frac{L}{2}. \end{cases} \tag{22}$$

Подставляя (22) в (19), найдем

$$|\gamma_{kk'}| = \frac{\hbar(\omega_k\omega_{k'})^{1/2}}{2}\sigma_0 \left| \frac{4\sin(p_{kx}-p_{k'x})\frac{L}{2}\sin(p_{ky}-p_{k'y})\frac{L}{2}}{(p_{kx}-p_{k'x})(p_{ky}-p_{k'y})} \right|. \tag{23}$$

Для случая, когда направления распространения волны и их частоты мало отличаются друг от друга, т. е. $|\Delta p|L \ll 1$ $|\gamma_{kk'}|$ не зависит от индексов k и k'

$$|\gamma_{kk'}| = \frac{\hbar\omega_0\sigma_0 L^2}{2}. \tag{24}$$

Учитывая это, получаем следующее выражение для относительной дисперсии:

$$\delta^2 = \frac{\langle \Delta C^2 \rangle}{\langle C \rangle^2} = 1 + \frac{1}{\langle C \rangle} - \frac{\sum\limits_{k=1}^{N_1} |\alpha_{k_0}|^4}{(I_с + I_ш)^2}, \tag{25}$$

где

$$\langle C \rangle = \frac{1}{2} S_0 T \hbar\omega_0\sigma_0 L^2 (I_с + I_ш) = A(I_с + I_ш), \tag{26}$$

$I_с = \sum\limits_{k=1}^{N_1} |\alpha_{k_0}|^2$ и $I_ш = \sum\limits_{l=1}^{N_2} \langle n_l \rangle$ — полные интенсивности сигнала и гауссового шума соответственно. Если амплитуды всех мод сигнала одинаковы, δ^2 сводится к

$$\delta^2 = 1 + \frac{1}{\langle C \rangle} - \frac{1}{N_1\left(1+\frac{I_ш}{I_с}\right)^2}, \tag{27}$$

что полностью совпадает с полученным в [7] результатом для дисперсии распределения фотонов. Нетрудно видеть, что при больших отношениях сигнала к шуму δ^2 практически не зависит от этого отношения и определяется в основном числом мод сигнала N_1.

Если, однако, время измерения или расходимость излучения велики, распределение фотоэлектронов существенно изменяется. Сглаживание пространственных и временных межмодовых биений, обусловленное отклонением функций, входящих в (21) и (23) от δ-образных, приводит в пределе к пуассоновскому потоку статистически независимых электронов на выходе детектора. Для оценки этого явления рассмотрим, прежде всего, простейший случай фотодетектирования сигнала, состоящего из двух амплитудно стабилизированных мод, частоты которых отличаются на $\Delta\omega$, а направления распространения совпадают. Непосредственное вычисление относительной дисперсии дает

$$\delta^2 = \frac{1}{\langle C\rangle} + \frac{2\,|\alpha_{10}|^2\,|\alpha_{20}|^2}{(|\alpha_{10}|^2 + |\alpha_{20}|^2)}\;\frac{\sin^2\dfrac{\Delta\omega T}{2}}{\left(\dfrac{\Delta\omega T}{2}\right)^2}. \tag{28}$$

Последний множитель в правой части (28) описывает сглаживание избыточного шума детектором с увеличением $\Delta\omega T$. В пределе $\Delta\omega T \to \infty$, $\delta^2 \to 1/\langle C\rangle$, что характерно как раз для пуассоновского потока. Полное сглаживание биений наступает, однако, лишь при $\Delta\omega T \sim \langle C\rangle$, так что избыточный фотонный шум в сигнале большой интенсивности может быть зарегистрирован даже относительно инерционным детектором, что и подтверждается ранними экспериментами по фотосчету [7, 8]. Выражение (28) описывает также зависимость дисперсии от амплитуд мод. Как и следовало ожидать, наиболее сильно межмодовые биения проявляются при $|\alpha_{10}| = |\alpha_{20}|$, если же амплитуды существенно отличаются, избыточные флуктуации уменьшаются. Последнее особенно существенно при оптическом гетеродинировании.

Для определения статистических характеристик фототока в общем случае заметим, что величины $U(\omega_k \mathbf{p}_k) = |\alpha_{k0}|^2/I_c$ и $V(\omega_l \mathbf{p}_l) = \langle n_l\rangle/I_ш$ имеют смысл частотного и пространственного распределения мод с соответствующими значениями ω и $\mathbf{p}$ в результирующем поле, т. е. они определяют форму линии и диаграмму направленности сигнала и шума соответственно. Аппроксимируя их удобными для анализа выражениями, легко получить требуемые характеристики. В частности, мы предположим, что межмодовые расстояния достаточно малы, от дискретных распределений U и V можно перейти к непрерывным, и, кроме того, распределения по частотам и направлениям распространения независимы, т. е. $U(\omega_k \mathbf{p}_k) = U_1(\omega_k)\,U_2(\mathbf{p}_k)$ и аналогично для $V(\omega_l \mathbf{p}_l)$. Среднее значение фототока определяется выражением (26) в предположении $\langle\omega_k\rangle = \langle\omega_l\rangle = \omega_0$, а дисперсия

$$\langle\Delta C^2\rangle = \langle C\rangle + A^2\left[I_c^2\langle\eta_{kk'}\rangle\langle\xi_{kk'}\rangle + I_ш^2\langle\eta_{ll'}\rangle\langle\xi_{ll'}\rangle + 2I_c I_ш\langle\eta_{kl}\rangle\langle\xi_{kl}\rangle\right] - \frac{A^2}{\omega_0^2}\sum_k \omega_k^2\,|\alpha_{k0}|^4, \tag{29}$$

где

$$\eta_{ij} = \frac{4\omega_i\omega_j \sin^2\left[\dfrac{(\omega_i - \omega_j)\,T}{2}\right]}{\omega_0^2\,(\omega_i - \omega_j)^2\,T^2}, \tag{30}$$

$$\xi_{ij} = \frac{16\sin^2\left[\dfrac{(p_{ix} - p_{jx})\,L}{2}\right]\sin^2\left[\dfrac{(p_{iy} - p_{jy})\,L}{2}\right]}{L^4\,(p_{ix} - p_{jx})^2\,(p_{iy} - p_{jy})^2}. \tag{31}$$

Так как коэффициенты $\langle\eta\rangle$ и $\langle\xi\rangle$ входят в (29) симметрично, ограничимся в дальнейшем исследованием частотной зависимости, полагая $\langle\xi_{ij}\rangle = 1$. Учет пространственной расходимости излучения не представляет труда, поскольку вычисление $\langle\xi_{ij}\rangle$ совершенно аналогично вычислению $\langle\eta_{ij}\rangle$.

Аппроксимируем $U_1(\omega_l)$ и $V_1(\omega_l)$ гауссовыми плотностями с одинаковыми средними значениями, но различными дисперсиями $\Delta\omega_c^2$ и $\Delta\omega_ш^2$ соответственно. Выражение для $\langle\eta_{kl}\rangle$ записывается в этом случае в виде

$$\langle\eta_{kl}\rangle = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{1}{T\Delta\omega_\sigma}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\sin^2 y}{y^2}\exp\left(-\frac{2y^2}{T^2\Delta\omega_\sigma^2}\right)dy, \tag{32}$$

где

$$\Delta\omega_\sigma^2 = \Delta\omega_c^2 + \Delta\omega_ш^2. \tag{33}$$

Используя подходящие оценки интеграла, входящего в (32), легко получим

$$\langle \eta_{kl} \rangle = 1 + O\,(T^2 \Delta\omega_\sigma^2); \quad T\Delta\omega_\sigma \ll 1, \tag{34}$$

$$\langle \eta_{kl} \rangle = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\, \frac{1}{T\Delta\omega_\sigma} + O\left(\frac{1}{T^2\Delta\omega_\sigma^2}\right); \quad T\Delta\omega_\sigma \gg 1. \tag{35}$$

Аналогичным образом определяются $\langle \eta_{kk} \rangle$ и $\langle \eta_{ll} \rangle$ с соответствующим изменением дисперсии (33).

Остается вычислить еще последний член в (29), требующий особого рассмотрения. Для его оценки введем дополнительное предположение об эквидистантности мод сигнала

$$\omega_k = \omega_0 + k\Omega, \tag{36}$$

в результате чего

$$\sum_k \omega_k^2\, |\alpha_{k0}|^4 = \frac{I_c^2}{\theta^2} \sum_{k=-\infty}^{\infty} (\omega_0 + k\Omega)^2 \exp\left(-\frac{k^2\Omega^2}{\Delta\omega_c^2}\right), \tag{37}$$

где по-прежнему используется гауссова плотность распределения частот

$$|\alpha_{k0}|^2 = \frac{I_c}{\theta} \exp\left(-\frac{k^2\Omega^2}{2\Delta\omega_c^2}\right), \tag{38}$$

θ — нормирующий множитель

$$\theta = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{k^2\Omega^2}{2\Delta\omega_c^2}\right). \tag{39}$$

Учитывая симметричность распределения (38) для случая $\Omega \ll \Delta\omega_c$, найдем следующую оценку суммы (37)

$$\sum_k \omega_k^2\, |\alpha_{k0}|^4 \approx \frac{I_c^2 \omega_0^2}{2\sqrt{\pi}} \frac{\Omega}{\Delta\omega_c} \left(1 + \frac{\Delta\omega_c^2}{2\omega_0^2}\right) \approx \frac{I_c^2 \omega_0^2 \Omega}{2\sqrt{\pi}\,\Delta\omega_c^2}. \tag{40}$$

По физическому смыслу параметр $N_{\text{эфф.}} = \Delta\omega_c/\Omega$ представляет собой, как нетрудно видеть, эффективное число мод сигнала, так что окончательно

$$\delta^2 = \frac{1}{\langle C \rangle} + 1 - \frac{1}{2\sqrt{\pi}\, N_{\text{эфф.}} \left(1 + \dfrac{I_ш}{I_c}\right)^2}; \quad \Delta\omega_\sigma T \ll 1, \tag{41}$$

$$\delta^2 = \frac{1}{\langle C \rangle} + \sqrt{\frac{\pi}{2}}\, \frac{I_c^2 \dfrac{\Delta\omega_\sigma}{\sqrt{2}\,\Delta\omega_c} + 2I_c I_ш + I_ш^2 \dfrac{\Delta\omega_\sigma}{\sqrt{2}\,\Delta\omega_ш}}{T\Delta\omega_\sigma\, (I_c + I_ш)^2} - \frac{1}{2\sqrt{\pi}\, N_{\text{эфф.}} \left(1 + \dfrac{I_ш}{I_c}\right)^2}; \quad \Delta\omega_\sigma T \gg 1. \tag{42}$$

С точностью до несущественного множителя последний член в этих формулах совпадает с аналогичным членом в (27). Второе слагаемое в правых частях (41) и (42) сильно зависит от параметров детектора и определяет в основном отклонения наблюдаемого распределения фотоэлектронов от пуассоновского. Для малых T, как и выше, результирующая дисперсия быстро сходится к гауссовой с увеличением $N_{\text{эфф.}}$, если же $T\Delta\omega_\sigma \gg 1$. фототок близок к потоку статистически независимых электронов. Существенным отличием (42) от дисперсии двухмодового поля является в этом случае линейная зависимость от $T\Delta\omega_\sigma$, а не квадратичная, как это было в (28). Это изменение не зависит от распределения частот, по которому производится усреднение $\langle \eta_{kl} \rangle$, в чем легко убедиться, проводя вычисления, например, для лоренцовой линии. Можно предположить, что такая парадоксальная ситуация, при которой увеличение числа мод сигнала уменьшает сглаживание межмодовых биений, связана с перекрытием частотных линий отдельных мод. Так как в этом случае $\sin^2 \Delta\omega_{kk'}T/(\Delta\omega_{kk'}T)^2$ принимает значения, близкие к единице и для $k \neq k'$ при сравнительно больших T, вклад этих последних в интеграл при усреднении и приводит к указанному явлению. Естественно, что зависимость $\delta^2 \sim 1/T\Delta\omega_\sigma$ будет наблюдаться лишь при сравнительно близких модах, когда перекрытие их спектров велико, так что все они образуют практически одну линию, позволяющую, в конечном счете, применить использованный выше переход к непрерывному распределению. Если же исследуется фотостатистика поля, образованного редкими узкими линиями, генерируемого, например газовым лазером с несколькими разнесенными продольными модами, следует ожидать скорее зависимости $\delta^2 \sim 1/T^2\Delta\omega_\sigma^2$. Аналогичные выводы можно получить и для пространственного распределения излучения.

Анализ полученных выражений показывает, таким образом, что изучение статистики многомодовых полей в экспериментах по фотосчету, требует не только выбора определенных характеристик используемых детекторов, но и некоторых предварительных сведений о структуре спектра и пространственном распределении излучения. Отсутствие таких данных может привести к существенным ошибкам в количественных оценках.

Литература

[1] G. Lachs. Phys. Rev., *4B*, 1012, 1965.
[2] G. Lachs. J. Appl. Phys., *38*, 3439, 1967.
[3] С. Н. Марова. Радиотехн. и электроника, *14*, 348, 1969.
[4] H. Hodara. ТИИЭР, *53*, 802, 1965.
[5] M. Miller. Phys. Lett., *A27*, 185, 1968.
[6] Квантовая оптика и квантовая радиофизика, 91. Изд. «Мир», М., 1966.
[7] R. Hanbury Brown, R. Twiss. Nature, *177*, 27, 1956.
[8] G. Rebka, R. Pound. Nature, *180*, 1035, 1957.

Поступило в Редакцию 17 марта 1970 г.