

Квантовые ограничения восприятия удаленных излучающих объектов

А.Л. Куракин

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН
117997, Российская Федерация, г. Москва
Нахимовский пр., 36

При достаточном удалении от источников излучений слабые электромагнитные сигналы проявляют квантовые свойства. Последние приводят к тому, что обнаружение источников становится вероятностным. Анализ спектрального распределения интенсивности принимаемых квантов позволяет дать оценки предельной (при конечной экспозиции) дальности обнаружения светил определенного класса. При квантовой интерпретации результатов измерения космического фона частота температурного максимума (закон Вина) уменьшается в 1.77 раза. При этом оценка абсолютной температуры реликтового излучения меняется с 2.73 на 4.83 градусов Кельвина.

Ключевые слова: интенсивность излучения, черное тело, кванты, распределение Пуассона, формула Планка, закон смещения Вина, W-функция Ламберта, реликтовое излучение, Солнце, экспозиция.

Введение

Квантовые свойства электромагнитных излучений приводят к известным проблемам в задачах регистрации слабых оптических сигналов. При уменьшении энергии сигнала до уровня одного кванта и ниже сигнал становится дискретным (прерывистым) и имеет место (воспринимается фотоэлектронным умножителем) лишь с определенной вероятностью [1; 2].

Поскольку квантовые свойства в принципе присущи всем видам электромагнитного излучения, то аналогичные эффекты дискретизации сигналов естественно ожидать во всех частотных диапазонах, включая радиолокацию [3].

Следует заметить, что загадочную альтернативу квантово-волнового дуализма в принципе принято разрешать в пользу волновой интерпретации излучений. Классическим доказательством последней считается опыт [4], в котором явление дифракции (т. е. волновые свойства) потока электронов сохранялось, несмотря на то что электроны пролетали поодиночке (т. е. взаимодействовать не могли). Естественно, что для получения дифракционной картины на фотопластинке (при пониженной таким образом интенсивности потока) время экспозиции было соответственно увеличено. То есть суммарная энергия излучения была оставлена на достаточном уровне.

В связи с множеством толкований этого вопроса хотелось бы подчеркнуть, что никакие смыс-

ловые (ни физические, ни гносеологические) интерпретации квантово-волнового дуализма не входят в тематику данной статьи. Квантовые свойства излучений представляются неизбежными как техническая проблема приема слабых электромагнитных сигналов (энергии, соизмеримой с квантом). Но, несмотря на такие сугубо практические основания, квантовые свойства влекут за собой определенные последствия для фундаментальных представлений о воспринимаемом физическом мире.

Примечательным представляется, например, тот факт, что «бесконечно малых» электромагнитных сигналов *не бывает* в смысле существования такого уровня малости, ниже которого сигналы не могут быть, по крайней мере, обнаружены. При этом проблема различимости слабых сигналов оказывается связана не только с традиционным отношением сигнала к шуму, но и с менее привычным вопросом о существовании сигнала как такового.

Нижний предел физического существования слабых сигналов рассматривается в статье [3] применительно к активной локации, которая характеризуется уменьшением энергии сигнала с 4-й степенью расстояния. Непосредственное же восприятие излучений от источников разного рода относят к пассивной локации, характеризующейся уменьшением энергии с квадратом расстояния. Пассивная локация представляет интерес в связи с многообразием ее видов как в

естественной природе (см., напр., [5]), так и в технике (см., напр., [6–8]).

Особо интересным видом пассивной локации представляется восприятие излучающих космических объектов. Колоссальность космических расстояний (реальная бесконечность пространства) неизбежно делает «бесконечно малыми» излучения космических тел любого конечного размера и температуры. При этом необходимым условием для того, чтобы хотя бы просто «увидеть» (в оптическом или ином диапазоне) удаленное светило, является возможность приема от него хотя бы одного кванта излучения.

Энергию E_r воспринятого излучения можно представить в виде

$$E_r = f_r \Delta\omega s t_e, \quad (1)$$

где f_r – интенсивность воспринимаемого излучения; $\Delta\omega$ – частотный диапазон; s и t_e – апертура приемного устройства и продолжительность экспозиции (время наблюдения). При этом интенсивность f_r излучения, воспринимаемого от одиночного источника (светила), может быть представлена произведением вида

$$f_r = A f_t, \quad (2)$$

где f_t – интенсивность излучения на поверхности источника (его испускательная способность); A – коэффициент пространственного ослабления интенсивности (см. далее); а при измерениях анизотропного фона (которому не приписывается определенный источник и который имеет одинаковую интенсивность во всех направлениях) интенсивность f_r представляет произведение вида

$$f_r = \frac{a_d}{4\pi} f_b, \quad (3)$$

где f_b – интенсивность фона; a_d – телесный угол, характеризующий направленность приемного устройства.

Итак, будем полагать, что для волновой интерпретации результатов измерения любых излучений необходимо, чтобы энергия E_r воспринятого излучения была не меньше энергии кванта.

1. Спектральный анализ

интенсивности излучения квантов

Мощность излучения с единицы поверхности абсолютно черного тела, разогретого до абсолютной температуры T , описывается функцией $f_t = f(\omega, T)$ испускательной способности (функцией Кирхгофа), которая характеризует спек-

тральный состав равновесного теплового излучения по круговой частоте ω . Выражение функции $f(\omega, T)$, известное как формула Планка, имеет вид [9; 10]

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega / kT) - 1}, \quad (4)$$

где $c = 299792458$ м/с – скорость света; $k = 1.380658 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана; $\hbar = 1.054571628 \cdot 10^{-34}$ Дж · с · рад⁻¹ – постоянная Планка.

При этом мощность, излучаемая в диапазоне $[\omega_1, \omega_2]$, может быть представлена определенным интегралом вида

$$F(\Delta\omega, T) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} f(\omega, T) d\omega, \quad (5)$$

а суммарная излучаемая мощность определяется законом Стефана – Больцмана:

$$\int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad (6)$$

где

$$\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60c^2 \hbar^3} = 5.670 \cdot 10^{-8} \text{ Дж} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}.$$

Частота $f_e = \frac{\omega_e}{2\pi}$ Гц максимума излучаемой энергии (получаемая путем приравнивания нулю производной функции (4) Планка и решения этого уравнения с помощью W-функции Ламберта) определяется соотношением

$$f_e = a_e T, \quad (7)$$

где $a_e = 5.879 \cdot 10^{10}$. При этом длина волны λ_e (м) этого максимума (для закона Планка в виде $f_t = f(\lambda, T)$, т. е. переписанного для длин волн – см., напр., [9]) аналогичным образом получается в виде соотношения

$$\lambda_e = b_e \frac{1}{T}, \quad (8)$$

в котором $b_e = 2.89777 \cdot 10^{-3}$. Зависимости (7), (8) максимума излучения от температуры T называются законом смещения Вина. (Значения f_e и λ_e при данной температуре T не связаны между собой общим соотношением $\lambda = c / f$.)

Для перехода от анализа спектра мощности к анализу спектра квантов достаточно разделить спектр $f(\omega, T)$ излучаемой мощности на энергию $\varepsilon = \hbar\omega$ излучаемых квантов. В результате имеем выражение квантового спектра $q(\omega, T)$ в виде

$$q(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^2} \frac{1}{\exp(\hbar\omega / kT) - 1}, \quad (9)$$

позволяющее представить число квантов, излучаемых в диапазоне $[\omega_1, \omega_2]$, определенным интегралом вида

$$Q(\Delta\omega, T) = \frac{1}{\pi^2 c^2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{\omega^2}{\exp(\hbar\omega / kT) - 1} d\omega. \quad (10)$$

Нормирование спектра $q(\omega, T)$ (9) дает функцию $q_d(\omega, T)$ плотности вероятностей распределения квантов по частоте ω , т. е.

$$q_d(\omega, T) = q(\omega, T) \left(\int_0^{\infty} q(\omega, T) d\omega \right)^{-1}, \quad (11)$$

При замене $\omega = (kT / \hbar)x$ переменной выражения (9), (10) приводятся к виду

$$q(x, T) = KT^3 \frac{x^2}{\exp x - 1}, \quad (12)$$

$$Q(\Delta x, T) = KT^3 I(x_1, x_2), \quad (13)$$

где

$$I(x_1, x_2) = \int_{x_1}^{x_2} \frac{x^2 dx}{\exp x - 1},$$

причем константа

$$K = \frac{(k / \hbar)^3}{4\pi^2 c^2} = 2,529816 \cdot 10^{15}$$

имеет надлежащую размерность

$$\frac{1}{\text{град}^3} \frac{1}{\text{м}^2} \frac{\text{рад}}{\text{с}}.$$

Неопределенный интеграл

$$\int \frac{x^2 dx}{\exp x - 1}$$

имеет решение вида

$$\int \frac{x^2}{\exp x - 1} dx = 2xLi_2(e^x) - 2Li_3(e^x) - \frac{x^3}{3} + x^2 \log(1 - e^x) + C, \quad (14)$$

(где функция $Li_n(x)$ – полилогарифм [11]), позволяющее вычислять значения определенного интеграла $I(x_1, x_2)$.

Поскольку функция $x^2 / (e^x - 1)$ (см. рис. 1) имеет максимум при $x_{qf} = 1.59362$, то максимум функции интенсивности (9) испускания квантов имеет место при частоте $f_q = \frac{\omega_q}{2\pi}$ Гц, определяемой выражением вида

$$f_q = \frac{k}{2\pi\hbar} x_{qf} T = a_q T, \quad (15)$$

где

$$a_q = \frac{k}{2\pi\hbar} x_{qf} = 3.3206 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{с град}}.$$

При переписывании выражения (9) спектральной плотности излучения квантов в виде $q(\lambda, T)$ для длин волн задача вычисления длины волны λ_q (м) квантового максимума (по аналогии с энергетическим максимумом для длин волн) сведется к нахождению максимума функции

$$\frac{1}{x^4 (\exp x - 1)}.$$

Дифференцирование этой функции и решение соответствующего уравнения (аналогично выводу соотношений (7), (8), (15)) дает $x_{q\lambda} = 3.92069$ и, соответственно,

$$\lambda_q = b_q \frac{1}{T}, \quad (16)$$

где

$$b_q = \frac{2\pi\hbar c}{kT x_{q\lambda}} = 3.66968 \cdot 10^{-3}.$$

Сравнение выражений (15) с (7) и (16) с (7) показывает, что частота f_q квантового максимума в $a_e / a_q \approx 1.77$ раз меньше частоты f_e энергетического максимума, а длина волны λ_q квантового максимума в $b_q / b_e \approx 1.27$ раз больше длины волны λ_e энергетического максимума.

Коэффициент A пространственного ослабления интенсивности излучения шарообразного разогретого тела радиусом r с расстоянием R можно представить как отношение площади $4\pi r^2$ излучающей поверхности тела к площади $4\pi R^2$, на которую это излучение равномерно распространяется, т. е.

$$A = \left(\frac{r}{R} \right)^2. \quad (17)$$

Этот коэффициент характеризует уменьшение всех соответственных значений мощности и интенсивностей излучения с расстоянием от (центра) небесного тела.

Так, число $Q_r(\Delta\omega, T)$ квантов, воспринимаемых в единицу времени на единицу площади в диапазоне $[\omega_1, \omega_2]$, определяется выражением

$$Q_r(\Delta\omega, T) = A Q(\Delta\omega, T). \quad (18)$$

При этом произведение $Q_r(\Delta x, T)$ на эффективную площадь s приемника излучений (антенны, объектива, хрусталика глаза и пр.) представляет параметр $v = Q(\Delta x, T)s$ интенсивности приема квантов в единицу времени, который (при условии $v \leq 10$) входит в распределение Пуассона

$$P\{\mu = m\} = \frac{\nu^m e^{-\nu}}{m!}, \quad (19)$$

представляющее вероятность $P\{\mu = m\}$ приема m квантов в единицу времени.

Возможность восприятия далекой звезды может быть оценена либо из условия

$$\nu \geq f_{\min}, \quad (20)$$

где f_{\min} – минимальная допустимая частота мерцания изображения звезды, либо из условия

$$\nu t_e \geq m_q \quad (21)$$

регистрации не менее порядка m_q квантов в среднем за время t_e экспозиции.

Из выражений (18), (17) и (13) очевидно расчетное соотношение для интенсивности ν в виде

$$\nu = KT^3 s \left(\frac{r}{R} \right)^2 I(x_1, x_2). \quad (22)$$

Из выражения (22) и критериев (20) или (21) условие видения звезды радиуса r можно записать как

$$R_{\max} = r \sqrt{KT^3 I(x_1, x_2) s / f_{\min}}, \quad (23)$$

или

$$R_{\max} = r \sqrt{KT^3 I(x_1, x_2) s t_e / m_e} \quad (24)$$

соответственно.

Необходимым условием обнаружения удаленного небесного тела является регистрация хотя бы одного излученного им кванта. Подставляя в неравенство (24) значения $I(0, \infty) = 2.40411$ и $m_e = 1$, имеем максимальное расстояние $R_{\max, w}$ принципиальной обнаружимости небесного тела радиусом r и температуры T при экспозиции st_e во всем диапазоне частот ω электромагнитных излучений

$$R_{\max, w} = r \sqrt{WT^3 st_e}, \quad (25)$$

где $W = KI(0, \infty) = 6.082 \cdot 10^{15}$. Выражение (25) представляет предельные возможности обнаружения удаленных светил, поскольку подразумевается такое приемное устройство (неизвестное современной науке), которое способно зарегистрировать квант во всем диапазоне частот от нуля до бесконечности.

2. Обсуждение результатов. Примеры численных оценок

Пример 1

Оценим пространственные пределы видения Солнца ($r = 6.96 \cdot 10^8$ м, эффективная температура T поверхности равна 5780 К [12, т. I, с. 15–16]).

При таких параметрах неравенство (25) имеет вид

$$R_{\max, w} = 2.4 \cdot 10^{22} \sqrt{st_e}. \quad (26)$$

При эффективной площади $s = 10$ м² приемного устройства и времени экспозиции $t_e = 10$ с принципиальная возможность приема кванта от звезды, подобной Солнцу, ограничивается расстоянием около $2.4 \cdot 10^{20}$ км, или $2.3 \cdot 10^7$ световых лет.

Заметим, что оценки вида (25)–(26) пригодны для обоснования отрицательных утверждений – о невозможности обнаружения слишком далеких светил, поскольку в этих оценках подразумевается «антенна», способная воспринимать электромагнитные излучения всех видов (в неограниченном диапазоне частот). Оценка же возможностей реальных технических средств наблюдения требует вычисления интенсивностей излучения в конечных частотных диапазонах, т. е. использования критериев (23) или (24), включающих в себя значения $I(x_1, x_2)$. Примеры этих значений приведены (при ряде температур небесного тела) для принятых спектральных диапазонов (рентгеновского, ультрафиолетового /УФ/, видимого оптического, инфракрасного /ИК/ и радио) в таблице. Аргументы x связаны с длинами волн λ и температурой T соотношением

$$x_{1,2} = \frac{D}{T} \frac{1}{\lambda_{2,1}},$$

где

$$D = \frac{h2\pi c}{k} = 1.438767 \cdot 10^{-2} \text{ град} \cdot \text{м}.$$

В той же таблице приведены значения частот f_e , f_q и длин волн λ_e , λ_q максимумов излучения при данных температурах тела.

Пример 2 (с использованием таблицы).

Возвращаясь к вопросу о пространственных пределах видения Солнца, можно оценить предельное расстояние видения подобной звезды невооруженным глазом с помощью таблицы. Положим, что хрусталик глаза аккомодируется в ночной темноте до диаметра порядка 1 см (т. е. эффективная площадь s составляет около 10^{-4} м²), а минимальная допустимая частота f_{\min} мерцания равна 10 Гц. Подставив в выражение (23) табличное значение $I(x_1, x_2) = 0.63$ для $T = 5780$ К в диапазоне видимого света, получим $R_{\max} = 3.87 \cdot 10^{21}$ м $\approx 4 \cdot 10^{18}$ км, т. е., поряд-

Таблица

Параметры максимумов излучения и значения интеграла $I(x_1, x_2)$ для основных спектральных диапазонов при различных значениях температуры небесного тела

Температура, К	Параметры максимумов		Значения $I(x_1, x_2)$ в спектральных диапазонах (λ , м)				
	$\frac{f_e}{f_q}$	$\frac{\lambda_e}{\lambda_q}$	Рентг. $10^{-12}-10^{-8}$	УФ $10^{-8}-0.4 \cdot 10^{-6}$	Видимый свет $0.4 \cdot 10^{-6}-0.76 \cdot 10^{-6}$	ИК $0.76 \cdot 10^{-6}-2 \cdot 10^{-3}$	Радио $10^{-4}-10^3$
5780	$\frac{3.39 \cdot 10^{14}}{1.92 \cdot 10^{14}}$	$\frac{0.50 \cdot 10^{-6}}{0.63 \cdot 10^{-6}}$	0	0.106	0.634	1.665	$3.07 \cdot 10^{-4}$
15000	$\frac{8.82 \cdot 10^{14}}{4.98 \cdot 10^{14}}$	$\frac{0.19 \cdot 10^{-6}}{0.24 \cdot 10^{-6}}$	0	1.18	0.713	0.513	$4.58 \cdot 10^{-5}$
45000	$\frac{2.65 \cdot 10^{15}}{1.49 \cdot 10^{15}}$	$\frac{6.44 \cdot 10^{-8}}{8.15 \cdot 10^{-8}}$	0	2.16	0.166	0.0767	$5.11 \cdot 10^{-6}$

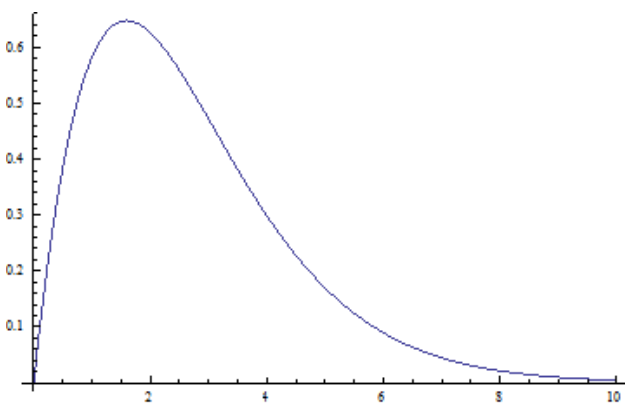


Рис. 1. График функции $f(x) = x^2 / (e^x - 1)$

ка $4 \cdot 10^5$ световых лет. Это значение примерно в 100 раз меньше значения $R_{\max, w}$, полученного в примере 1 по формуле (26), поскольку теперь речь идет о восприятии кванта, относящегося к конкретному (оптическому) диапазону.

При наблюдении неба через телескоп с объективом диаметром порядка 10 м предельное расстояние видения подобной звезды при тех же прочих условиях может быть увеличено в 10^3 раз, достигая $4 \cdot 10^{21}$ км и более. В этом случае предельное расстояние уже превышает рассчитанное в примере 1 значение $R_{\max, w}$ теоретического предела за счет задания иных параметров st_e экспозиции.

Пример 3

Классические результаты измерения спектра космического фона f_b приводятся в работах [10; 13].

На рис. 2 воспроизведен график [13, рис. 11], имеющий максимум интенсивности, приходящийся на частоту 160.4 ГГц (или длине волны 1.9 мм). Сравнение с аналогичным графиком [10, рис. 5], а также с англоязычными оригиналами обеих нобелевских лекций [10; 13] позволяет

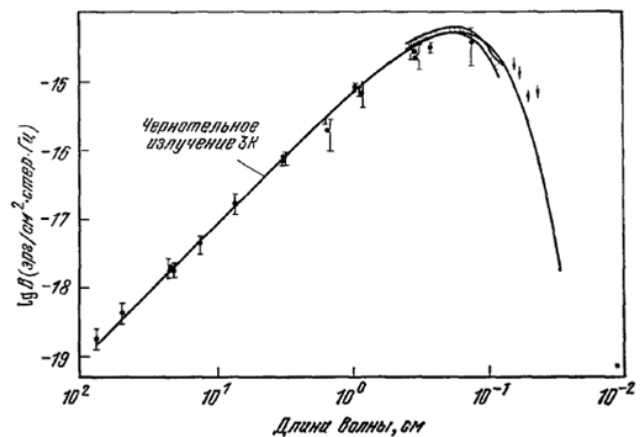


Рис. 2. Результаты измерений спектра космического микроволнового фонового излучения (копия рис. 11 из статьи [13])

устранить неточности в обозначенной на приведенном графике рис. 2 размерности, которая должна быть $\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}$. Ту же размерность имеет интенсивность f_b в выражении

$$E_r = f_b \frac{ad}{4\pi} \Delta\omega st_e \quad (27)$$

(следующем из соотношений (1) и (3)) для энергии.

По формуле (7) для энергетического максимума указанной частоте 160.4 ГГц соответствует известная абсолютная температура T реликтового излучения, равная 2.73 градуса. Необходимым условием для анализа энергетического спектра (4) (а не квантового спектра (9)) в данной статье принято условие $E_r > \varepsilon$, где E_r – энергия (27) воспринятого излучения, ε – энергия одного кванта, которая для частоты 160.4 ГГц составляет $1.06 \cdot 10^{-22}$ Дж ($1.06 \cdot 10^{-15}$ Эрг). В противном случае (при $E_r \leq \varepsilon$) температура реликтового излучения должна была бы вычисляться по формуле (15) и составлять 4.83 градуса Кельвина.

К сожалению, в указанных выше источниках не приводятся данные (параметры st_e экспозиции и ширина полосы $\Delta\omega$), которые позволили бы оценить значение энергии (27), воспринятой при измерениях излучений.

Можно предположить, однако, что уровень энергии был достаточно велик, поскольку никакие квантовые эффекты в указанных работах не отмечаются.

Заключение

Из существования квантового порога восприятия излучений следуют пространственные пределы восприятия удаленных излучающих объектов. Эти пределы ожидаемым образом зависят от экспозиции; однако сама возможность существования физически неразличимых излучающих объектов представляет принципиальный интерес.

Достаточно далекие звезды могут быть обнаружены лишь при условии столь продолжительной экспозиции, которая может быть нереализуемой практически. Поэтому пределы восприятия звезд, подобных Солнцу, оцениваются расстояниями порядка 10^{19} – 10^{22} км.

Известно [9], что формула Планка получена в предположении о квантовом характере излучения и поглощения энергии. Однако при использовании этой формулы описываемые ею процессы принято считать волновыми.

В связи с этим предложен критерий: считать процессы волновыми, если полученная энергия представлена достаточно большим количеством квантов. Данные об экспозиции оказываются существенными и при использовании этого критерия.

Затронутый вопрос может иметь отношение к интерпретации экспериментов по исследованию реликтового излучения.

Автор благодарен студентам МФТИ Д.И. Глуховцу и Я.С. Астафьеву за помощь в использовании вычислительной системы *Wolfram Mathematica*.

Список литературы

1. Degnan J.J. Millimeter accuracy satellite laser ranging: a review // Contributions of Space Geodesy to Geodynamics: Technology, Geodynamics Series. 1993. Vol. 25. P. 133–162.
2. Куракин А.Л. Оптимизация параметров лазерных дальномеров // Авиакосмическое приборостроение. 2009. № 6. С. 12–19.
3. Куракин А.Л. Квантовые ограничения различимости сигналов // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2013. Т. 16. № 3. С. 17–21.
4. Биберман Л., Сушкин Н., Фабрикант В. Дифракция одиночных поочередно летящих электронов // ДАН СССР. 1949. Т. 66. № 2. С. 185.
5. Милн Л.Д., Милн М.Д. Чувства животных и человека; пер. с англ. М.: Мир, 1966. 304 с.
6. Сазонов Д.С., Кузьмин А.В., Садовский И.Н. Исследование азимутальной анизотропии собственного радиотеплового излучения взволнованной водной поверхности в экспериментах CAPMOS. М.: Издательство ИКИ РАН, Пр-2170, 2013. 24 с.
7. Морозов А.Н., Светличный С.И., Табалин С.Е. Пассивная локация химических соединений с помощью Фурье-спектрометра // Журнал аналитической химии. 2012. Т. 67. № 4. С. 1–8.
8. Виленчик Л.С., Смага А.П., Мельяновский П.А. Пассивный радиолокационный комплекс. Патент РФ на полезную модель № 71781. МПК G01S, G01V. Опубликовано в БИ 26/2009. <http://bankpatentov.ru/node/1927>.
9. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Наука, 1979. 304 с.
10. Смут Дж.Ф. Анизотропия реликтового излучения: открытие и научное значение // УФН. 2007. Т. 177. № 12. С. 1294–1317.
11. Wildeshaus J. Realizations of Polylogarithms. Berlin; New York; London; Tokyo: Springer, 1997. 343 p.
12. Плазменная гелиофизика: в 2 т. / под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. М.: Физматгиз, 2008. Т. I. 672 с.; Т. II. 560 с.
13. Вильсон Р. Космическое микроволновое фоновое излучение // УФН. 1979. Т. 129. Вып. 4. С. 595–613.

Quantum limitations of distant radiating objects detection

A.L. Kurakin

Weak electromagnetic signals from sufficiently distant sources reveal quantum properties. The latter ones result that detection of the sources becomes probabilistic. The analysis of received quanta intensity spectra permits to evaluate the limit (by finite exposure) of distance of detection of definite class heavenly body. By the quantum interpretation of the background radiation experimental results the maximum frequency temperature (the Wien's law) decreases in 1.77 times. In such a case the background radiation absolute temperature would be changed from 2.73 to 4.83 degrees.

Keywords: radiation (emission) intensity, black body, quanta, Poisson distribution, Planck formula, Wien's displacement law, Lambert's W-function, background radiation, the Sun, exposure.
