

Статья опубликована в журнале Биомедицинские технологии и радиоэлектроника, 2002, №1, с. 28-38.

УДК 536.7: 538.9: 538.573: 61: 534. 1: 577.3.. 517. 501: 615

Люминесцентная трактовка «СПЕ – эффекта»

Петросян В.И., Синицын Н.И., Ёлкин В.А.

Саратовское отделение института радиотехники и электроники РАН

Fluorescence treatment « SPE - effect »

V.I. Petrosyan, N.I. Sinitsyn, V.A. Elkin.

The Saratov branch of institute of a radio engineering and electronics of RAS

Аннотация. Возбуждение селективных излучений в водных и биологических средах в ДМ диапазоне резонансными низкоинтенсивными ММ волнами, статическими магнитными и электрическими полями, процессами жизнедеятельности трактуется как радиоволновая люминесценция с большим стоковым сдвигом. Такая радиоволновая люминесценция вызывается энтропийными переходами в молекулярной структуре водной среды. Сформулирован критерий разделения процессов воздействия на слабые и сильные. Обращается внимание на связь процессов жизнедеятельности с резонансно-волновым состоянием биосреды, как особым фазовым состоянием с пониженной энтропией, которое поддерживается постоянным продуцированием негэнтропии.

The summary. The excitation of selective radiation's in water and biological mediums in DM range resonant low intensive MM by surges, static magnetic and electrical fields, processes of habitability is treated as radiowave luminescence with large Stokes shift. Such radiowave luminescence is invoked by entropy transitions in molecular frame of a water environment. The yardstick of separation of processes of effect on gentle and strong is formulated. Is paid attention to communication of processes of habitability with a resonance - wave condition of biomedium, as by the special phase condition with a under entropy, which one is supported by a constant production of a negentropy.

“F = E – TS”

Герман Гельмгольц

Введение. В наших начальных экспериментах было обнаружено вторичное излучение водных и биологических сред в ДМ диапазоне радиоволн при воздействии на эти среды низкоинтенсивных резонансных ММ электромагнитных волн [1,2]. Представление об эффекте такого переноса излучения из ММ в ДМ диапазон в водосодержащих средах (в чём и заключается СПЕ-эффект [3,4]) как проявление люминесценции, нами рассматривалось с самого начала исследований. Но обсуждение его в печати нам представлялось преждевременным. Напомним, что в отношении

водосодержащих среда резонансное взаимодействие ММ волн проявляется не как резонансное поглощение, а как резонансная прозрачность.

Возвращение к люминесцентной трактовке было стимулировано содержательной работой [5]. Однако и с люминесценцией здесь не всё так просто.

Люминесценция сама по себе конкретного явления не представляет, а служит обобщающим понятием, дающим классификационную интерпретацию множеству оптических явлений. Критерии принадлежности явления к категории люминесценции носят ограничительный характер. Таких критериев два: первый, сформулированный В. Видеманом – превышение излучения над тепловым уровнем и второй, введённый С.И. Вавиловым – превышение продолжительности послесвечения над периодом электромагнитных колебаний. По физическому смыслу первый критерий указывает на неравновесность процесса люминесценции, второй – на аккумуляцию энергии.

Следует обратить внимание на механизм возбуждения люминесценции. Во всех известных случаях используется энергетическое возбуждение, обусловленное переходом молекулярно-атомной системы на более высокий энергетический уровень путём накачки различными способами: светом, рентгеновскими лучами, электронным ударом, электрическим током, радиацией, химическими реакциями, механическими воздействиями, нагревом. В радиодиапазоне люминесценция не известна.

Бесспорно, все виды излучений, тем более новые, должны тестироваться на принадлежность к люминесценции. Это имеет смысл, поскольку несоответствие явления классу люминесценции позволяет обнаружить «части явления, выступающие за пределы её прокрустова ложа», и, таким образом, открыть новые явления. Так сложилось, например, с комбинационным рассеянием Рамана-Ландсберга и излучением Вавилова-Черенкова.

В работе, основываясь на экспериментальных результатах по резонансному взаимодействию ММ волн с водными и биологическими средами, ставится задача рассмотреть это взаимодействие с позиций люминесценции.

Экспериментальные результаты. Воздействие на водосодержащие среды низкоинтенсивными ММ волнами на частотах резонансного состояния воды (например, вблизи обнаруженных нами частот спектральных серий: 25; 50; 100; 150... и 32; 65; 130 ... ГГц, а также , что особенно важно, 1 ГГц), а также излучение He-Ne лазера ($\lambda=0,63$ мкм), магнитное и электрическое поля возбуждают в водосодержащих средах слабое радиоизлучение в ДМ диапазоне, вблизи 1 ГГц, с превышением над радиотепловым фоном, эквивалентным величинам до десятков К [1,2,6-9]. ДМ радиоизлучение обладает свойством послесвечения, которое сохраняется в течение длительного времени – от минут до часов для ММ и лазерного возбуждения и в течение месяцев при магнитном и электростатическом возбуждении. На рис.1 приведена характерная для указанных случаев зависимость интенсивности послесвечения воды в радиодиапазоне на частоте 1 ГГц в полосе 50 МГц. Аналогичная картина наблюдается и в биосредах. Подробности по методу и технике эксперимента изложены в [1,2,7]. Однако, необходимо отметить особенность применяемого экспериментального метода: характер слабых излучений исследуемых сред

носит шумовой характер, поэтому используется радиометрический метод приёма.

Спектр собственных излучений среды теоретически описывается законом Планка для абсолютно чёрного тела (АЧТ), в котором свойства вещества, и, тем более, резонансное состояние, не учитываются. Внешние воздействия инициируют проявление скрытых под шумовым собственным излучением спектральных особенностей среды. Тем самым создаются условия для обнаружения характеристических отклонений от хода планковского спектрального распределения. Люминесценция в ДМ диапазоне обязана своим происхождением именно резонансным молекулярным процессам, протекающим в водосодержащих средах в ММ диапазоне.

Рассмотрим механизм резонансных колебаний. Водная среда представляет собой систему ассоциированных молекулярных осцилляторов двух структурных типов – 6 атомных гексагональных $(\text{H}_2\text{O})_6$ и 3 атомных (H_2O) фрагментов. Кольцевые фрагменты, как следует из [2,6,8] обладают антипараллельными магнитными моментами **М** на пространственно разделённых «свободных» водородных связях, перпендикулярных плоскости кольца, а 3 атомные фрагменты имеют электрический дипольный момент **Д**. Схематически фрагменты молекулярной структуры воды показаны на рис.2. Собственные колебания этих молекулярных структур лежат в ММ диапазоне и определяют частоты резонансного состояния водной среды. Приведённые выше спектральные серии принадлежат, соответственно, колебаниям 6 атомных и 3 атомных фрагментов.

Энтропийный механизм радиоволновой люминесценции. По внешним проявлениям вторичное радиоизлучение в ДМ диапазоне, возникающее в результате междиапазонного переноса излучения ММ \Rightarrow ДМ, может трактоваться как стоксова люминесценция в радиодиапазоне. Действительно, под определение люминесценции подпадают и превышение излучения над равновесным тепловым уровнем (признак неравновесности), и длительность послесвечения (признак аккумуляции энергии).

Однако по механизму возбуждения обнаруженное излучение отличается от общепринятого понимания. Известные виды люминесценции вызываются энергетическим возбуждением (накачкой), с последующим переходом молекулярной системы на метастабильный энергетический уровень, сохраняющийся в течение времени жизни метастабильного состояния. В нашем случае последствие заключается в сохранении в течение некоторого релаксационного времени неравновесного состояния пространственного и временного порядка в макроструктуре молекулярных осцилляторов. Здесь налицо принципиально новый, энтропийный фактор возбуждения. Поэтому обнаруженную люминесценцию нужно считать энтропийной. Поскольку этот вид люминесценции не полностью соответствует традиционной классификации, то понимать её предлагается или как квазилюминесценцию, или включить в признаки люминесценции энтропийный фактор наряду с энергетическим, а в общем случае – фактор свободной энергии. В связи с тем, что люминесценция в радиодиапазоне с большим стоксовым сдвигом по частоте из ММ в ДМ диапазон наблюдалась впервые, логично, учитывая [5],

дать обнаруженному явлению название – ММ/ДМ радиоволновая люминесценция. Название оправдывается тем, что во всех случаях в механизмах ДМ люминесценции прямо или косвенно задействуются молекулярные колебания водных структур в ММ диапазоне.

Развитый в работе энтропийный подход к объяснению радиолюминесценции затрагивает более общую проблему слабых воздействий, к которым относится и область низкоинтенсивных ММ и лазерных излучений, магнитных и электрических полей и др.. Надо отметить, что к проблеме слабых воздействий практически не привлекается статистическая термодинамика.

Исследователи, причастные к проблеме изучения биоэффектов при малых энергиях воздействия ММ радиоволнами, не пользуются термодинамическими представлениями, удовлетворяясь неопределённым понятием «информационное воздействие». Игнорирование таких термодинамических понятий как энтропия (мера порядка), оправдано только в области сильных электромагнитных полей. В условиях слабых электромагнитных воздействий ускользающая ранее роль молекулярного порядка в средах становится доминирующей.

Конкуренция энергии и энтропии явно выражена в формуле свободной энергии Гельмгольца $F = E - TS$, из которой со всей очевидностью вытекает критерий разграничения слабых и сильных воздействий $f = \frac{E}{TS}$. При сильных

воздействиях $f > 1$ преобладают энергетические процессы над энтропийными, при слабых воздействиях $f < 1$ влияние энергии нивелируется, и процессы определяются энтропией. Таким образом, сформулированный критерий наполняет физическим смыслом интуитивное понятие «низкоинтенсивные воздействия» и выделяет этот класс слабых воздействий в категорию энтропийных процессов.

Незнание термодинамических основ, особенно в отношении к живым системам, создаёт почву для мистических толкований, привлечения воображаемых полей, излучений, энергий. Для введения в науку новых, «экзотических субстанций» пока нет никаких оснований. Научные концепции, хотя и построены на ограниченном круге явлений, охватывают более широкий круг явлений, включающий ещё и неизвестные. Возможности науки далеко не исчерпаны, и она способна объяснить ещё немало новых явлений. Задача состоит в том, чтобы понять, какие новые комбинации известных процессов могут объяснить аномальные факты.

После такого подготовительного обсуждения проблемы радиоволновой люминесценции становится ясным, что для понимания полученных результатов необходимо провести совокупное рассмотрение энергетического и энтропийного аспектов собственных и стимулированных излучений реальных сред, в том числе водосодержащих. Такой обобщённый подход даёт аппарат статистической термодинамики Гиббса. Дальнейшее рассмотрение проводится в гауссовой системе единиц.

Общее излучение среды включает три составляющие: собственное тепловое излучение, собственное резонансное излучение, возбуждаемое тепловой энергией и стимулированное внешней накачкой резонансное излучение.

Рассмотрим их последовательно и покажем активную роль энтропии в формировании электромагнитного излучения среды.

Сначала проанализируем собственное тепловое излучение сред. Используем формулы для определения средних значений свободной энергии \bar{F} , энергии \bar{E} и энтропии \bar{S} ансамбля квантов теплового электромагнитного поля через функцию состояний Z [10]:

$$\bar{F} = \bar{E} - T\bar{S} = -kT \ln Z = kT \ln \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right), \quad (1)$$

$$\bar{E} = kT^2 \frac{\partial \ln Z}{\partial T} = \frac{\sum nh\nu \cdot e^{-\frac{nh\nu}{kT}}}{\sum e^{-\frac{nh\nu}{kT}}} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (2)$$

$$\bar{S} = -\frac{\partial \bar{F}}{\partial T} = \frac{h\nu}{T} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} - k \ln \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right), \quad (3)$$

$$Z = \sum e^{-\frac{nh\nu}{kT}} = \frac{1}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}}, \quad (4)$$

здесь $h\nu$ - электромагнитный квант, kT - «тепловой квант», h, k - постоянные Планка и Больцмана, ν, T - частота и температура.

Приведённые формулы пригодны для описания термодинамического состояния электромагнитного поля, или фотонного газа, характеризующего излучение тепловой природы, то есть АЧТ. Так как плотность состояний фотонов в интервале частот $\Delta\nu$ с учётом двух типов поляризации

$$G(\nu)\Delta\nu = \frac{8\pi}{c^3} \cdot \nu^2 \Delta\nu, \quad (5)$$

где c - скорость распространения электромагнитных волн, то плотности энергии и энтропии теплового электромагнитного поля определяются выражениями:

$$E(\nu) = \bar{E}\Omega\Delta\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3 \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)} \cdot \Delta\nu \quad (6)$$

$$\text{или } E(\lambda) = \frac{8\pi h c}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1 \right)} \cdot \Delta\lambda \quad (6')$$

и в длинноволновой области

$$E(\lambda) = \frac{8\pi k T}{\lambda^4} \cdot \Delta\lambda, \quad (6'')$$

$$S(\nu) = \bar{S}\Omega\Delta\nu = \frac{8\pi h \nu^3 \Delta\nu}{c^3 \cdot T \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)} - \frac{8\pi k \nu^2 \Delta\nu}{c^3} \ln \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right) \quad (7)$$

или

$$S(\lambda) = \frac{8\pi hc \Delta\lambda}{\lambda^5 T \left(e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1 \right)} - \frac{8\pi k \Delta\lambda}{\lambda^4} \ln \left(1 - e^{-\frac{hc}{kT\lambda}} \right) \quad (7')$$

и в длинноволновой области

$$S(\lambda) = \frac{8\pi k \Delta\lambda}{\lambda^4} \left[1 - \ln \frac{hc}{kT\lambda} \right]. \quad (7'')$$

Выражения (6,6') и (6'') известны как формула Планка и как формула Рэлея-Джинса для спектральной плотности энергии, формулы (7,7',7'') определяют спектральное распределение плотности энтропии излучения АЧТ. Ими аналитически описывается радиотепловое излучение реальных сред, графически изображённое на рис.3. На это излучение будут накладываться две другие компоненты реального излучения сред в ММ и ДМ диапазонах.

Водосодержащие среды отличает наличие собственных характеристических частот колебаний молекулярных осцилляторов в ММ диапазоне, которые являются селективным источником электромагнитных волн, входящих в спектр тепловых излучений, но проявляющих себя слабо в отсутствие внешних воздействий. Однако учесть их вклад в общий тепловой фон излучения принципиально важно [11].

Волновое состояние среды можно имитировать распространением волн по цепочкам молекулярных осцилляторов. В энергетическом представлении волновое уравнение движения цепочки связанных тождественных осцилляторов имеет вид (см. [1]):

$$\frac{E_0}{n_0} = \frac{m \dot{\varphi}_n^2}{2} + \gamma \dot{\varphi}_n \varphi_n + \frac{m \omega_0^2 \varphi_n^2}{2} + \frac{\aleph (\Delta \varphi_n)^2}{2}, \quad (8)$$

где энергетическое воздействие E_0/n_0 , приходящееся на один осциллятор, расходуется на кинетическую энергию, энергию диссипации, потенциальную энергию колебаний автономного осциллятора и потенциальную энергию взаимодействия осцилляторов, здесь: E_0 – плотность энергии электромагнитного поля, n_0 – плотность осцилляторов, φ_n – смещение n -го осциллятора, m – масса осциллятора, $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \sqrt{k_0/m}$ – циклическая резонансная частота автономного осциллятора, k_0 – константа упругости автономного осциллятора, γ – коэффициент диссипативных потерь, \aleph – константа упругости взаимосвязи осцилляторов,

$$\Delta \varphi_n = \varphi_{n+1} - \varphi_n - (\varphi_n - \varphi_{n-1}) = \varphi_{n+1} + \varphi_{n-1} - 2\varphi_n - \quad (8')$$

смещение n -го осциллятора относительно ближайших соседей.

Решение уравнения (8) в виде гармонической волны:

$$\varphi_n = \varphi_0 \exp[i(\omega t - \chi n a - \phi)],$$

(9)

при подстановке в (8) и (8') даёт спектральную зависимость интенсивности φ_0^2 колебаний осциллятора от плотности энергии воздействующего излучения:

$$\varphi_0^2 = \frac{E_0}{n_0 m \sqrt{\left[\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{2} + \frac{8\aleph}{m} \sin^4 \left(\frac{\chi a}{2} \right) \right]^2 + \left(\frac{\gamma \omega}{m} \right)^2}}, \quad (10)$$

где ω, χ, ϕ – частота, волновой вектор и фаза «молекулярной волны», a – расстояние между осцилляторами.

Резонансная частота системы связанных осцилляторов находится из условия максимума интенсивности колебаний осциллятора $d(\varphi_0^2)/d\omega = 0$:

$$\omega_r^2 = \omega_0^2 + \frac{16\aleph}{m} \sin^4 \left(\frac{\chi a}{2} \right) - \frac{2\gamma^2}{m^2} \quad \text{или} \quad \lambda_r^2 = \frac{\lambda_0^2}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_0}{\pi c} \right)^2 \left[\frac{8\aleph}{m} \sin^4 \left(\frac{\chi a}{2} \right) - \left(\frac{\gamma}{m} \right)^2 \right]}. \quad (11)$$

Из формулы (11) следует, что резонансная волна в системе осцилляторов реально существует только внутри интервала:

$$\omega_r^2 \in \left[\omega_0^2 - \frac{2\gamma^2}{m^2}; \omega_0^2 + \frac{16\aleph}{m} - \frac{2\gamma^2}{m^2} \right]. \quad \text{Вне этого интервала волна экспоненциально}$$

затухает, то есть данный интервал является полосой резонансной прозрачности среды. Этим объясняется резонансное пропускание ММ волн водосодержащими средами и возбуждение в них резонансно-волнового молекулярного состояния, сопровождаемого низкоинтенсивным радиоизлучением.

Таким образом, зная волновую функцию (9) и интенсивность колебаний осцилляторов (10), можно определить плотность потока энергии вторичного электромагнитного излучения системы осцилляторов. В резонансе оно будет давать селективный вклад в радиотепловое излучение среды. Проведём качественный анализ влияния ориентации и синхронизации осцилляторов на селективный вклад в собственное излучение среды.

Заряженный осциллятор переизлучает падающее излучение, создавая в дальней зоне ($R \gg \varphi$) собственное электромагнитное поле. Поток энергии автономного осциллятора, электрический момент которого $q\varphi$ ориентирован по полярной оси θ в сферической системе координат (R, θ, α) , в приведённом телесном угле $d\Omega = d\theta \cdot d\alpha / 4\pi$ даётся выражением [12]:

$$p_0(\theta, t) = \frac{q^2}{c^3} \sin^2 \theta \cdot \ddot{\varphi}^2 d\Omega = \frac{q^2 \omega_r^4 \sin^2 \theta}{c^3} \cdot \varphi_0^2 \cos^2 \omega_r t \cdot d\Omega. \quad (12)$$

где q – заряд осциллятора.

Усредняя (12) по периоду $2\pi/\omega$ и суммируя излучение n_0 осцилляторов, получаем угловое распределение средней плотности мощности:

$$P_0(\theta) = \frac{n_0 q^2 \omega_r^4 \sin^2 \theta}{c^3} \cdot \varphi_0^2 d\Omega \frac{\omega_r}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_r} \cos^2 \omega_r t \cdot dt = \frac{n_0 q^2 \omega_r^4 \sin^2 \theta}{2c^3} \cdot \varphi_0^2 d\Omega. \quad (13)$$

Отсюда, для ориентированных по полярной оси θ внешними статическими полями осцилляторов среднее значение плотности мощности вблизи направления максимального излучения ($\theta \approx \pi/2$) составляет:

$$P_{\uparrow} = \frac{n_0 q^2 \omega_r^4}{2c^3} \cdot \varphi_0^2 \frac{1}{\Delta\theta} \int_0^{\Delta\theta} \sin^2 \frac{\pi}{2} d\theta = \frac{n_0 q^2 \omega_r^4}{2c^3} \cdot \varphi_0^2. \quad (14)$$

Для хаотической ориентации осцилляторов усредненное значение плотности мощности излучения будет равно:

$$P_{\otimes} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} P_{\uparrow}(\theta) d\theta = \frac{n_0 q^2 \omega_r^4}{2c^3} \varphi_0^2 d\Omega \cdot \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sin^2 \theta \cdot d\theta = \frac{n_0 q^2 \omega_r^4}{4c^3} \varphi_0^2 d\Omega = \frac{4n_0 \pi^4 c q^2}{\lambda_r^4} \varphi_0^2 d\Omega. \quad (15)$$

Сопоставление выражений (14) и (15) показывает, что ориентированные осцилляторы дают в направлении ($\theta \approx \pi/2$), ортогональном вектору электрического момента $q\varphi$, анизотропное излучение, превышающее излучение неориентированных осцилляторов $P_{\uparrow} \leq 2P_{\otimes}$. Тогда, селективное излучение смеси хаотических и ориентированных со степенью ориентации $\vartheta = n_{\uparrow}/n_0$ осцилляторов в направлении максимальной интенсивности можно описать выражением:

$$\Delta P_{\otimes\uparrow} = (1 - \vartheta)P_{\otimes} + 2\vartheta P_{\otimes} = (1 + \vartheta)P_{\otimes}. \quad (16)$$

Ориентированные внешними статическими полями осцилляторы дают поляризованное излучение. При нулевом сдвиге фаз и частот излучение может интерференционно увеличиться $P_{\varphi} \leq 2P_{\uparrow}$ (так как $(\sum \varphi_n)^2 = 2\sum \varphi_n^2$) и при самосинхронизации со степенью $\Phi_{i\varphi} = n_{\varphi}/n_0$ составляет величину:

$$\Delta P_{\otimes\varphi} = (1 - \Phi_i)P_{\otimes\uparrow} + 2\Phi_i P_{\otimes\uparrow} (1 + \vartheta)(1 + \Phi_i)P_{\otimes}. \quad (17)$$

При внешней накачке поляризованным монохроматическим излучением для селективного излучения среды полученные выражения остаются в силе. В общем случае действия внешних статических полей и синхронизации со степенью Φ_e путём накачки ММ излучением находим выражение для плотности мощности селективного излучения среды, то есть люминесценции:

$$\Delta P = (1 + \vartheta)(1 + \Phi_i)(1 + \Phi_e)P_{\otimes} = \frac{4n_0 \pi^4 c q^2}{\lambda_r^4} (1 + \vartheta)(1 + \Phi_i)(1 + \Phi_e) \varphi_0^2 d\Omega \quad (18)$$

Во всех рассмотренных случаях селективную составляющую собственного излучения среды определяет тепловая энергия и энергия внешнего излучения на резонансных частотах, которые входят в выражение (18) через интенсивность колебаний осцилляторов (10).

При внешней накачке используются опытные значения энергии (E_{0e}). При тепловом возбуждении люминесценции энергия (E_{0i}) определяется теоретически из формулы Релея-Джинса (7'') в окрестности резонансной частоты:

$$E_{0i}(\lambda_r) = \frac{8\pi k T \Delta \lambda}{\lambda_r^4} \quad (19)$$

Применив полученные выражения (10, 11, 15-19), можно выразить общую мощность селективного излучения среды, или радиоволновой люминесценции формулой, включающей любые комбинации возбуждения:

$$\Delta P = \frac{2\pi^2 q^2 (1 + \vartheta)(1 + \Phi_i)(1 + \Phi_e) \lambda^2 E_{0i,e} d\Omega}{ct \lambda_r^2 \sqrt{\left[\lambda^2 - \lambda_r^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma \lambda \lambda_r}{\pi ct} \right)^2 \right]^2 + \left(\frac{\gamma \lambda \lambda_r}{\pi ct} \right)^2}}. \quad (20)$$

Если молекулярная среда имеет спектр резонансных частот $\omega_{t,n}$, то вклады в излучение от каждой резонансной частоты суммируются, и в результате интенсивность излучения повышается, особенно, при попадании в полосу приёма одного из резонансов – см. рис.3 кривая 3:

$$\Delta P = \sum_j \Delta P(\omega_{r,j}) = \sum_j \frac{2\pi^2 q^2 (1 + \vartheta)(1 + \Phi_i) \cdot (1 + \Phi_e) \lambda^2 E_{0i,e} d\Omega}{ct \lambda_{r,j}^2 \sqrt{\left[\lambda^2 - \lambda_{r,j}^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma \lambda \lambda_{r,j}}{\pi c t} \right)^2 \right]^2 + \left(\frac{\gamma \lambda \lambda_{r,j}}{\pi c t} \right)^2}}. \quad (21)$$

Полученное выражение описывает спектральное распределение плотности мощности надтеплого резонансного излучения среды, возбуждаемого тепловой энергией или внешней резонансной накачкой. Оно наглядно демонстрирует участие энтропии в электромагнитном излучении. Это связано с влиянием на интенсивность излучения факторов временного и пространственного порядка в среде элементарных излучателях, которые реализуются в форме синхронизации (Φ) и анизотропии (ϑ) излучения. Частотная зависимость плотности энергии собственного излучения среды приведена на рис.3 (напомним связь $P = cE$). В области Рэлея-Джинса показаны спектральные кривые селективного излучения среды при тепловом – кривая 1 и внешнем возбуждении полями и излучениями – кривая 2. Видно, что селективные компоненты излучения распространяются и в ДМ область. При наличии у среды собственных частот в ДМ диапазоне возбуждается дополнительное резонансное излучение – кривая 3 рис.3. Таким образом объясняется перенос излучения из ММ в ДМ область.

Перейдём к анализу поведения энтропии в системе молекулярных осцилляторов среды. Спектральная плотность энтропии АЧТ описывается формулами (7, 7') и представлена на рис.3 монотонной кривой. Неоднородности вблизи резонансной частоты молекулярных колебаний среды вносятся спадом энтропии, вызванным синхронизацией колебаний и направленной ориентацией осцилляторов.

Энтропия определяется формулой Больцмана-Планка:

$$S = k \ln W. \quad (22)$$

Статистическая вероятность W данного состояния системы, или степень вырождения состояния задаётся числом детально различимых, нетождественных перестановок элементов, осуществляющих такое состояние.

В отношении водосодержащих сред под числом элементов статистической системы можно понимать как число отдельных молекулярных фрагментов-осцилляторов, так и число фрактально-кластерных образований, свойственных для воды гексагональной симметрии. Математическое описание того и другого принципиально не отличается.

Энтропия несинхронизированных и хаотически ориентированных n_0 осцилляторов максимальна:

$$S_{\otimes} = k \ln \frac{n_0!}{(1!)^{n_0}} = k \ln n_0! \quad (23)$$

Если часть осцилляторов n_{ϕ} синхронизирована и n_{\uparrow} ориентирована, то их энтропии, соответственно, уменьшаются:

$$S_{\phi} = k \ln \frac{n_0!}{n_{\phi}!(1!)^{n_0-n_{\phi}}} = k \ln \frac{n_0!}{n_{\phi}!}, \quad S_{\uparrow} = k \ln \frac{n_0!}{n_{\uparrow}!(1!)^{n_0-n_{\uparrow}}} = k \ln \frac{n_0!}{n_{\uparrow}!}, \quad (23')$$

так что упорядочение системы осцилляторов приводит к понижению их энтропии на величины:

$$\Delta S_{\phi} = S_{\phi} - S_{\infty} = -k \ln n_{\phi}!, \quad \Delta S_{\uparrow} = S_{\uparrow} - S_{\infty} = -k \ln n_{\uparrow}!. \quad (23'')$$

Отсюда получаем суммарное понижение энтропии:

$$\Delta S_{\phi\uparrow} = \Delta S_{\phi} + \Delta S_{\uparrow} = -k \ln n_{\phi}! n_{\uparrow}! = -k (\ln n_{\phi}! + \ln n_{\uparrow}!) = -k \ln (\Phi n_0)! - k \ln (\vartheta n_0)!. \quad (24)$$

При переходе системы осцилляторов из одного состояния упорядочения в другое $1 \rightarrow 2$, энтропия испытывает скачок:

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = \Delta S_2 - \Delta S_1 = -k \ln \frac{n_{\phi 2}! n_{\uparrow 2}!}{n_{\phi 1}! n_{\uparrow 1}!}. \quad (25)$$

Формулой (25) определяется приток отрицательной или положительной энтропии в среду в зависимости от изменения степени порядка в системе – рост упорядоченности сопровождается притоком негэнтропии и, наоборот, хаотизация даёт положительный вклад в энтропию.

Рассмотрим поведение энтропии вблизи резонансной частоты в процессе синхронизации и ориентации осцилляторов. Представим в первом приближении степень синхронизации осцилляторов в виде:

$$\Phi \approx 1 - \frac{|\Delta v|}{v_r}, \quad (26)$$

где $|\Delta v| = |v - v_r|$ и $|\Delta v|/v_r \ll 1$. Используя это выражение с применением формулы Стирлинга в (23''):

$$\Delta S_{\phi} \approx -k \ln (\Phi n_0)! \approx -kn_0 \left\{ \left(1 - \frac{|\Delta v|}{v_r}\right) \ln \left[n_0 \left(1 - \frac{|\Delta v|}{v_r}\right) \right] - \left(1 - \frac{|\Delta v|}{v_r}\right) \right\}, \quad (27)$$

в пределе $v \rightarrow v_r$ получаем:

$$\Delta S_{\phi} \xrightarrow{|\Delta v| \rightarrow 0} -kn_0 \ln n_0 = -\Delta S_0. \quad (28)$$

Найденная дисперсия энтропии в зависимости от степени ориентации вблизи резонанса показана на рис.4. Видно, что энтропия в резонансе имеет минимум и производная энтропии на резонансной частоте v_r претерпевает разрыв. Это можно показать, анализируя ход производной энтропии в окрестности резонансной частоты слева $v < v_r$ и справа $v_r < v$:

$$\frac{d\Delta S_{\phi}}{dv} \xrightarrow{v \rightarrow v_r} -\frac{kn_0}{v_r} \ln \left[n_0 \left(1 - \frac{|\Delta v|}{v_r}\right) \right] \xrightarrow{v=v_r} -\frac{kn_0}{v_r} \ln n_0 = -\Delta_0 \quad (29)$$

$$\frac{d\Delta S_{\phi}}{dv} \xrightarrow{v_r \leftarrow v} +\frac{kn_0}{v_r} \ln \left[n_0 \left(1 - \frac{|\Delta v|}{v_r}\right) \right] \xrightarrow{v_r=v} +\frac{kn_0}{v_r} \ln n_0 = +\Delta_0.$$

Из формул (29) следует, что производная энтропии системы связанных осцилляторов в резонансе действительно испытывает скачок:

$$\Delta \frac{d\Delta S_{\phi}}{dv} = 2 \frac{kn_0}{v_r} \ln n_0 = 2\Delta_0. \quad (30)$$

График изменения производной энтропии в области резонанса представлен на рис.4.

Факт скачка энтропии в резонансе указывает на то, что переход в резонансное состояние среды является фазовым переходом второго рода, а само резонансное состояние представляет собой новую термодинамическую фазу. Но фаза эта метастабильна, и для её поддержания необходимы соответствующие условия, обеспечивающие постоянный приток негэнтропии. Такие условия могут создавать пассивные или активные средства, например, самосинхронизация среды в поле резонатора или стабилизация фазы внешними синхронизирующими и ориентирующими полями. На это впервые указывалось в работах [2,13].

В медицинских кругах распространено суждение, когда отсутствует энергетический фактор в терапии, то лечебному эффекту приписывают информационную природу. Реально положительный биологический эффект обусловлен понижением энтропии, что эквивалентно введению в биосистему негэнтропии ($-\Delta S$). Собственно, жизнедеятельность и есть непрерывный процесс продуцирования негэнтропии. При ослаблении этого процесса возникает болезнь, при остановке – смерть. По Бриллюэну информация связана с энтропией $\Delta I = -\Delta S$. Но это означает, что когда беспорядок и, соответственно, энтропия в системе уменьшаются, информация (знание) о состоянии системы увеличивается, так как оно определяется меньшим числом параметров. Следовательно, информация является результатом, а не причиной изменения состояния системы. Поэтому выражение «информационное воздействие» – не корректно!

Обсуждение результатов. Итак, на данный момент имеются все предпосылки для объяснения результатов по радиоволновой люминесценции. Покажем, что её источником действительно является энтропийный фактор. Этот тезис следует из полученных аналитических выражений (18-21,24-26), описывающих надтепловые селективные компоненты собственного излучения водных сред. В них содержатся зависимости мощности селективных излучений от воздействия ориентирующих статических магнитных и электрических полей и синхронизирующих ММ излучений на резонансных частотах, а частотное уширение селективных линий излучения объясняет люминесценцию с большим стоксовым сдвигом из ММ в ДМ диапазон. Указанные зависимости иллюстрируются рисунком 3. Дополнительно к ним приведём наглядные модели.

Люминесценция водных сред, вызванная статическими магнитными и электрическими полями – рис.1,*a*), связана с фазовым переходом второго рода из хаотического в ориентированное состояние дипольных магнитных и электрических моментов молекулярно-кластерных структур, как это показано на рис.5. Здесь противоположно направленные магнитные моменты символизируют антиферромагнитное состояние гексагональных фрагментов воды (см. рис.2). Возникшая ориентационная анизотропия приводит к пространственной анизотропии собственных резонансных излучений молекулярных водных структур, и концентрации излучения в преимущественном направлении.

Особо отметим, что «вечного двигателя» не получается. Источником излучения, по-прежнему, служит тепловая энергия. При этом плотность энергии электромагнитного поля не изменяется, хотя без учёта этого в направлении максимального излучения отношение плотностей потоков излучений в изотропном и анизотропном состояниях среды даёт **кажущийся** КПД $P_{\uparrow} / P_{\otimes} > 100\%$!

Второй тип радиоволновой люминесценции воды вызван синхронизацией собственных колебаний молекулярно-кластерных структур внешним низкоинтенсивным ММ или лазерным излучением – рис.1,б),в). Специфические эффекты взаимодействия ММ волн с водосодержащими средами носят нетепловой характер. На неэнергетическую природу радиочастотной люминесценции указывает и факт взаимодействия ММ излучения с водной средой в режиме резонансного пропускания, а не поглощения волн. Поэтому послесвечение в этом случае вызывается появлением состояния синхронизации молекулярных колебаний среды.

При этом система молекулярных осцилляторов, как указывалось выше, при неизменной энергии испытывает фазовый переход второго рода в неравновесное состояние с уменьшением энтропии. Это приводит к уменьшению интерференционного гашения и, соответственно, к усилению результирующего излучения, источником которого по-прежнему являются собственные колебания молекулярно-кластерных осцилляторов.

В основе обоих рассмотренных типов лежит отрицательный скачок энтропии, или, по аналогии с энергетическим возбуждением, «энтропийное возбуждение». Полученные выше формулы (20, 24, 26, 27) дают аналитическое описание связи излучения молекулярных осцилляторов со степенью их ориентации и синхронизации, вносимых внешними воздействиями. На рис.6 показано принципиальное отличие энтропийного – б), в) возбуждения люминесценции от энергетического – а).

Наиболее стабильным механизмом радиоволновой люминесценции является ориентационный тип – рис.6,б). В результате диполь-дипольного взаимодействия энтропия поляризованной структуры воды “закрепляется” на длительное время, пока температура не превышает точки Кюри. Происходит как бы магнитная или электрическая «кристаллизация» среды. В этом типе люминесценции после начального скачка энтропии $-\Delta S_{12}$ квазиравновесная система переходит в некоторое метастабильное состояние *S_3 , на котором удерживается, вызывая усиление направленного излучения водной среды. По второму механизму радиоволновой люминесценции – рис.6,в) после начального скачка $-\Delta S_{12}$ энтропия в течение времени релаксации последовательно проходит ряд промежуточных энтропийных состояний S_n, S_m , между которыми флуктуирует $\pm \Delta S_{n,m}$, создавая неустойчивое, пульсирующее радиоизлучение среды, чем и отличается от первого типа радиоволновой люминесценции.

Коснёмся вопроса радиоволнового излучения живых организмов. Оно также имеет превышение над термодинамически равновесным тепловым уровнем, но присутствует постоянно и связано с процессами жизнедеятельности. На рис.7 показаны уровни радиосигнала собственного излучения тканей организма

человека и колонии микроорганизмов (стафилококка и кишечной палочки) [14,15].

Чётко регистрируется более высокая интенсивность излучения тканей организма человека в сравнении с тепловым излучением воды при той же температуре и живых микроорганизмов по отношению к мёртвой колонии. Таким образом, оба факта радиоизлучений вызваны именно процессами жизнедеятельности и объясняются пониженной энтропией их состояния. Эти собственные надтепловые радиоизлучения биообъектов можно трактовать как биолюминесценцию сред, находящихся в метастабильной фазе самосинхронизации и поляризации молекулярных осцилляторов. Обратим внимание, что живые организмы отличает наличие постоянной, незатухающей неравновесной составляющей собственного излучения, на поддержание которой необходимо постоянное продуцирование негэнтропии в процессе жизнедеятельности. Данное заключение указывает на энтропийную основу жизни. Оно согласуется с гипотезой Шредингера о связи жизни с негэнтропией.

Выводы. Детальное рассмотрение экспериментальных фактов по резонансному взаимодействию низкоинтенсивных ММ волн с водными и биологическими средами с позиций статистической термодинамики позволило представить и объяснить их как проявление люминесценции с большим стоковым сдвигом в радиодиапазоне. Возбуждение селективных излучений в ДМ диапазоне, или люминесценция наблюдается при воздействии низкоинтенсивных ММ волн на резонансных частотах, статических магнитных и электрических полей и в процессах жизнедеятельности. Такая радиоволновая люминесценция вызывается энтропийными переходами в молекулярной структуре водной среды. Обнаруживается связь процессов жизнедеятельности с резонансно-волновым состоянием биосреды, как особым фазовым состоянием с пониженной энтропией, которое поддерживается постоянным продуцированием негэнтропии, обеспечивающим процессы самоорганизации живых систем.

Литература.

1. Петросян В.И., Гуляев Ю.В., Житенёва Э.А., Ёлкин В. А., Сеницын Н.И. Взаимодействие физических и биологических объектов с электромагнитным излучением КВЧ-диапазона.– Радиотехника и электроника, 1995г. , т.40, вып.1.
2. Петросян В.И, Житенёва Э.А., Гуляев Ю.В., Девятков Н.Д., Ёлкин В.А., Сеницын Н.И. Физика взаимодействия ММ-волн с объектами различной природы. – Радиотехника, 1996, № 9. Журнал в журнале. Биомедицинская радиоэлектроника, 1996, №3
3. Бецкий О.В. От редактора выпуска. – Биомедицинская радиоэлектроника, 1998, № 1.
4. Сеницын Н.И., Петросян В.И., Ёлкин В.А. «СПЕ-эффект». – Радиотехника, 2000, №8.

5. Чукова Ю.П. Научный комментарий к некоторым аспектам исследования биоэффектов ММ-излучения. – Биомедицинская радиоэлектроника, 2001, № 10.
6. Сеницын Н.И., Петросян В.И., Ёлкин В.А., Девятков Н.Д., Гуляев Ю.В. Особая роль системы “мм-волны – водная среда” в природе. – Биомедицинская радиоэлектроника, 1998, № 1 (так же: Биомедицинская радиоэлектроника, 1999, № 1, Научноёмкие технологии, 2001, т.2, №2).
7. Петросян В.И., Сеницын Н.И., Ёлкин В.А., Майбородин А.В., Тупикин В.Д., Надёжкин Ю.М. Проблемы косвенного и прямого наблюдения резонансной прозрачности водных сред в миллиметровом диапазоне. – Биомедицинская радиоэлектроника, 2001, № 1.
8. Петросян В.И., Сеницын Н.И., Ёлкин В.А., Башкатов О.В. Взаимодействие водосодержащих сред с магнитными полями. – Биомедицинская радиоэлектроника, 2000, №2.
9. Петросян В.И., Сеницын Н.И., Ёлкин В.А., Бриль Г.Е., Разумник Д.А. Лазеро-стимулированные радиоизлучения биотканей и водных сред. – Биомедицинская радиоэлектроника, 2000, №2.
10. Левич В.Г. Курс теоретической физики, т.1. М.: М-Ф ГИЗ. 1962.
11. Башаринов А.Е., Тучков Л.Т., Поляков В.М., Ананов Н.И. Измерение радиотепловых и плазменных излучений в СВЧ диапазоне. М.: «Советское радио». 1968.
12. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: ГИТТЛ. 1954.
13. Петросян В.И., Гуляев Ю.В., Житенёва Э.А., Ёлкин В. А., Сеницын Н.И. Резонанс молекулярной системы как термодинамическое фазовое состояние. – Радиотехника и электроника, 1998, т.43, №7.
14. Шуб Г.М., Петросян В.И., Сеницын Н.И., Ёлкин В.А., Аронс Р.М. Собственные электромагнитные излучения микроорганизмов. – Биомедицинская радиоэлектроника, 2000, №2.
15. Петросян В.И., Сеницын Н.И., Ёлкин В.А., Девятков Н.Д., Бецкий О.В. Вода, парадоксы и величие малых величин. – Биомедицинская радиоэлектроника, 2000, №2.

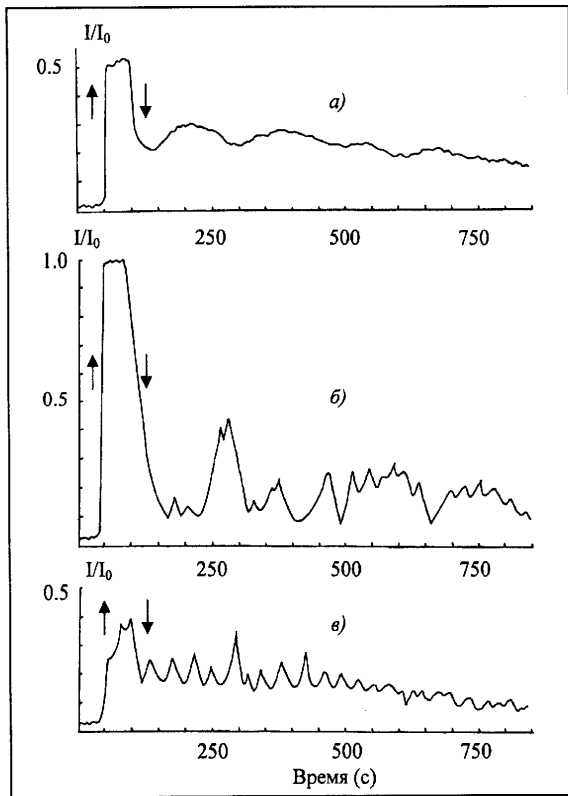


Рис.1. Послесвечение воды в ДМ диапазоне, подвергнутой внешним полевым воздействиям: а) статическим магнитным или электрическим полем, б) резонансными ММ волнами, в) лазерным излучением, I/I_0 – нормированная интенсивность радиоизлучения, стрелками отмечено начало и конец экспозиции.

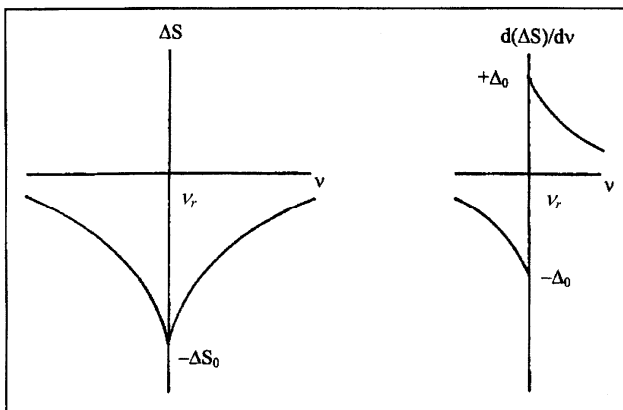


Рис.4. Дисперсионные зависимости энтропии ΔS и её производной $d(\Delta S)/dv$ в области резонанса ν_r .

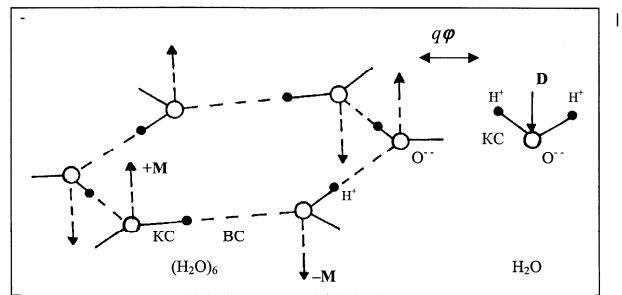


Рис.2. Гексагональный и трёхатомный фрагменты молекулярной структуры воды: ВС, КС – водородная и ковалентная связи, M , D – магнитный и электрический дипольные моменты, $q\phi$ – вектор направления колебаний.

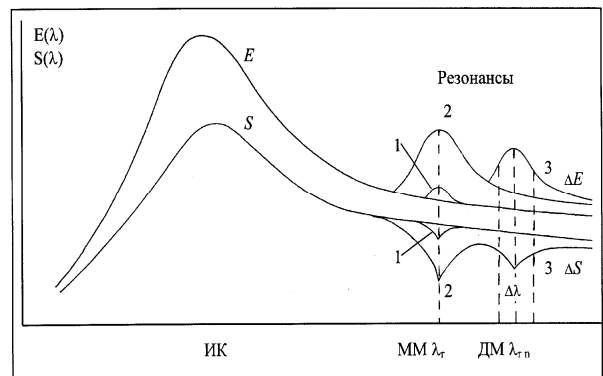


Рис.3. Спектральная плотность энергии $E(\lambda)$ и энтропии $S(\lambda)$ планковского и селективного излучения среды: кривые 1 соответствуют тепловому возбуждению, 2 – воздействию внешних полей и излучений, 3 – люминесцентному излучению, λ_r , $\lambda_r n$ – резонансные длины волн.

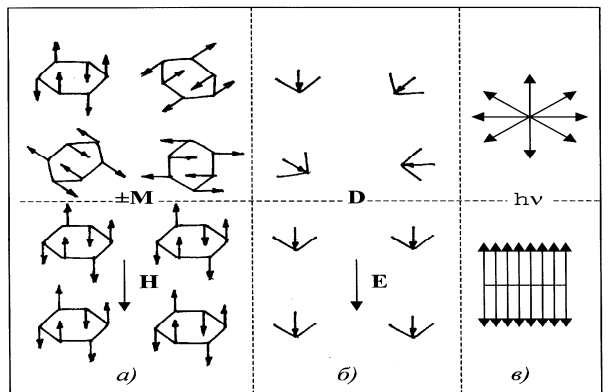


Рис.5. Ориентационный механизм возбуждения радиоволновой люминесценции воды: а) ориентация гексагональных фрагментов в магнитном поле, б) ориентация трёхатомных фрагментов в электрическом поле, в) анизотропия излучения в полях, M, D – магнитный и электрический моменты молекулярных фрагментов.

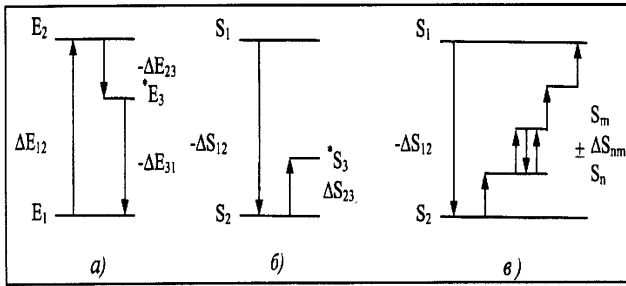


Рис.6. Схемы энергетической и энтропийной люминесценции:
 а) энергетическое возбуждение,
 б) энтропийное «возбуждение» в магнитных и электрических полях и в процессах жизнедеятельности,
 в) энтропийное «возбуждение» внешним излучением.

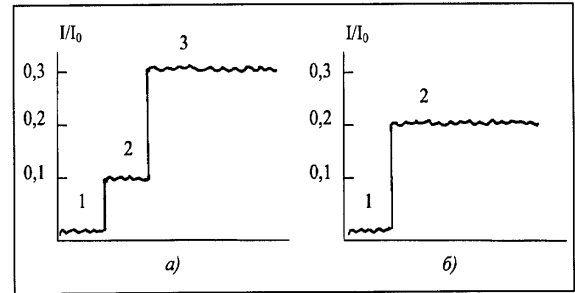


Рис.7. Собственное радиоизлучение биообъектов:
 а) 1-воды при 20°C , 2-воды при $36,6^{\circ}\text{C}$, 3-биоткани организма человека при $36,6^{\circ}\text{C}$,
 б) 1-колонии умерщвлённых икроорганизмов, 2-колонии живых микроорганизмов при 20°C (стафилококка и кишечной палочки).