

## WHAT SUPERRADIANCE IS

V. V. ZHELEZNYAKOV

*Physical sense of the quantum effect of superradiance is explained. A novel treatment of superradiance as a dissipative instability in a system with negative energy of electromagnetic oscillations is given. Such an approach has yielded an opportunity to find an analogue to the superradiance in a classical system, first and foremost – in the field of classical electronics where the effect of cyclotron superradiance has recently been discovered.*

**Объясняются физический смысл квантового эффекта сверхизлучения (СИ) и его новая трактовка как диссипативной неустойчивости в системах с отрицательной энергией электромагнитных колебаний. Новый подход к явлению СИ открыл возможность поиска аналогов СИ в классических системах, и прежде всего в классической электронике, где недавно эффект циклотронного СИ обнаружен экспериментально.**

## ЧТО ТАКОЕ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ

В. В. ЖЕЛЕЗНЯКОВ

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

### СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ. ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В середине XX века поиск мощных источников оптического и микроволнового излучения увенчался блистательным успехом – были изобретены лазеры и мазеры. Эти приборы были предложены А.М. Прохоровым, Н.Г. Басовым и Ч. Таунсом, за что им была присуждена Нобелевская премия 1964 года. Действие этих приборов основано на глубоких принципах квантовой физики, и прежде всего на мазерном эффекте, смысл которого заключается в следующем.

Представим себе объем, содержащий молекулы, которые обладают системой дискретных энергетических уровней, на которых располагаются электроны. Те электроны, которые “населяют” некоторый уровень 1 с энергией  $E_1$ , могут самопроизвольно (как говорят, спонтанно) перейти на более низкий уровень 2 с энергией  $E_2$ , излучив при этом фотон с частотой перехода

$$\omega_0 = \frac{E_1 - E_2}{\hbar},$$

где  $\hbar$  – постоянная Планка. Если на молекулу падает излучение, то она может поглотить фотон с той же частотой  $\omega_0$ . При этом электрон с нижнего уровня 2 перейдет на верхний уровень 1, забрав энергию поглощенного фотона. Число поглощенных фотонов растет пропорционально числу электронов на нижнем уровне 2 (населенности этого уровня). Наряду с процессом поглощения существует указанное еще А. Эйнштейном своеобразное явление индуцированного излучения, когда окружающее молекулу излучение не поглощается, а вызывает в дополнение к спонтанным еще и вынужденные переходы электронов с верхнего уровня на нижний  $1 \rightarrow 2$ . Появляющиеся при такого рода переходах фотоны добавляются к окружающему излучению. Вероятность индуцированных процессов пропорциональна плотности энергии этого излучения, а число излученных фотонов – произведению плотности энергии излучения на населенность верхнего состояния 1.

Из изложенного ясно, что происходит с системой молекул в том случае, если имеет место “инверсия населенностей”, то есть число электронов (населенность)  $N_1$  превышает населенность  $N_2$ . В этом случае число поглощенных фотонов будет меньше, чем число испущенных за счет индуцированных переходов. В результате интенсивность излучения будет возрастать и быстро превысит тот довольно

низкий уровень, который может быть создан за счет сравнительно редких спонтанных переходов. Интенсивное излучение из системы с инверсией населенностей и составляет существо мазерного эффекта, именно такие системы молекул или твердые тела и составляют “сердце” мазеров и лазеров.

Однако мазерный эффект — это не единственный эффект, который может реализоваться в инвертированных системах. Оказалось, что существует еще одно явление — сверхизлучение, которое также использует свойства, заложенные в таких системах. На возможность существования сверхизлучения указал Р. Дике в 1954 году [1]. Эксперименты, в которых было обнаружено это явление, начались много позже, в 1973 году [2].

Схема экспериментальной установки была очень простой (рис. 1). Полый цилиндр (кювета) был заполнен газом — фтористым водородом HF. На этот цилиндр поступало излучение (накачка) от лазера на длине волны  $\lambda = 2,5$  мкм. На выходе из кюветы располагался фильтр, задерживающий импульс накачки. После него был установлен детектор, фиксирующий уровень излучения из кюветы в далеком инфракрасном диапазоне. Именно на переходах  $1 \leftrightarrow 2$  в этом диапазоне создавалась инверсия населенностей в газе HF. Эта инверсия возникала за счет энергии мощного импульса накачки, который забрасывал электроны на уровень 1 с некоторого уровня 3, расположенного ниже уровня 2.

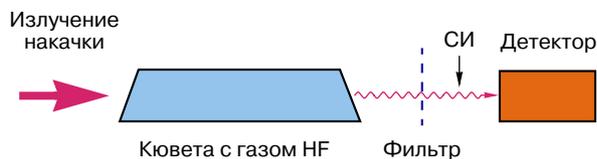


Рис. 1. Схема эксперимента по наблюдению эффекта сверхизлучения

Что можно было ожидать на выходе из кюветы после окончания импульса накачки? Во-первых, это может быть только спонтанное излучение электронов при переходе  $1 \rightarrow 2$  (рис. 2, а). Его интенсивность должна постепенно убывать с характерным временем  $T_1$  по мере уменьшения числа электронов на уровне 1. Направленность излучения должна отсутствовать. Во-вторых, возможна реализация мазерного эффекта с направленным вдоль цилиндра мощным и более кратковременным излучением (рис. 2, б). Это излучение сначала возрастает по закону

$$Q = Q_0 \exp(\gamma t),$$

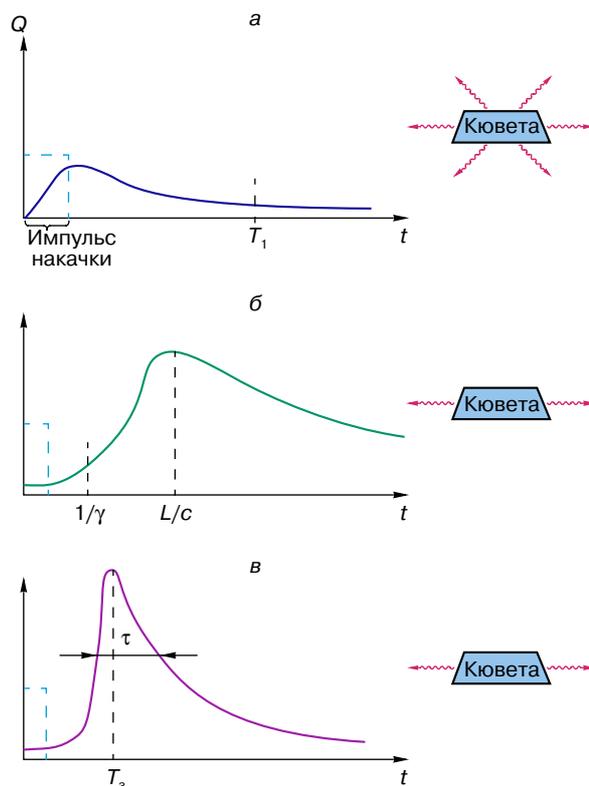


Рис. 2. Возможные режимы излучения инвертированной системы молекул: а — спонтанное излучение; б — мазерный эффект; в — сверхизлучение

где  $t$  — время,  $Q_0$  — начальное значение мощности излучения, а  $\gamma$  — так называемый инкремент<sup>1</sup>, а затем по мере уменьшения разности населенностей  $\Delta N = N_1 - N_2$  начинает убывать. Излучение практически прекращается, когда населенности выравниваются:  $N_1 \approx N_2$ . Точнее, после этого убывь населенности  $N_1$  определяется в основном спонтанными процессами. Надо отметить, что переход в режим генерации интенсивного излучения становится возможным, если излучение (по крайней мере частично) задерживается в системе, а не уходит беспрепятственно из нее. Последнее достигается тем, что стенки кюветы делаются полупрозрачными (зеркальными) с некоторым коэффициентом отражения  $R > 0$ . В этом случае условие генерации имеет вид

$$\frac{\gamma}{c} L > \ln R^{-1} \gg 1$$

( $c$  — скорость света,  $L$  — длина образца). Если все электроны под действием импульса накачки были

<sup>1</sup> Дифференцируя эту формулу по  $t$ , убеждаемся, что инкремент  $\gamma = \frac{1}{Q} \frac{dQ}{dt}$  характеризует относительное увеличение мощности излучения в единицу времени.

заброшены на верхний уровень ( $N_1 = N$ ,  $N_2 = 0$ ), то энергия, излученная в результате мазерного эффекта, будет, очевидно, равна

$$\hbar\omega \frac{VN}{2},$$

где  $V$  – объем образца. Коэффициент 2 в знаменателе отражает тот факт, что действие мазерного эффекта прекращается, как только половина всех электронов перейдет на нижний уровень и населенности  $N_1$  и  $N_2$  сравняются. Заметим, что длительность импульса в этом случае сравнима со временем пробега фотонов по образцу  $t = L/c$ , причем это время много больше характерного времени упругих столкновений молекул в газе  $T_2$ .

И наконец, возможен третий режим – сверхизлучение (СИ). В этом случае после длительной задержки в течение времени  $T_3 \gg L/c$  возникает короткий мощный импульс (рис. 2,  $\theta$ ). Его длительность  $t \ll t_d$ ,  $T_2$ , а энергия равна всей энергии, запасенной в системе:  $\hbar\omega VN$ . Излучение отличается высокой направленностью, его мощность  $Q \propto N^2$ . Последнее означает, что сверхизлучение обладает высокой степенью когерентности: все молекулы излучают “в фазе”, то есть при сложении электрического  $\mathbf{E}$  и магнитного  $\mathbf{V}$  полей в электромагнитном излучении суммарное поле пропорционально их полному числу излучающих молекул  $VN$ . Мощность излучения, которая пропорциональна векторному произведению  $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ , в этом случае зависит от  $N$  по квадратичному закону.

СИ исследуют в физических лабораториях экспериментально и теоретически. Однако пока оно не нашло применения в технике, как это произошло с лазерами и мазерами. И причина заключается прежде всего в том, что реализовать сверхизлучательный режим значительно сложнее, чем мазерный. Этот режим возникает лишь при условии

$$\gamma T_2 \gg 1,$$

что становится возможным только в случае высокой концентрации инвертированных молекул<sup>1</sup> и низкой частоты упругих соударений  $1/T_2$ . Как уже упоминалось, длительность импульса СИ много меньше времени упругих соударений. Это вполне естественно, так как упругие соударения излучающих молекул нарушают когерентный характер их излучения. Отметим, что мазерный эффект возникает при выполнении противоположного неравенства  $\gamma T_2 \ll 1$ . Таким образом, сверхизлучение и мазерный эффект представляют собой два предельных случая генерации излучения в инвертированных системах.

Ценность эффекта СИ заключается фактически в двух обстоятельствах: 1) он может обеспечить высокую мощность при малой длительности импульса;

<sup>1</sup> Как будет показано ниже,  $\gamma \propto \Delta N$ .

2) для реализации СИ не нужны хорошие зеркала (достаточно получить отражение с коэффициентом  $R \ll 1$ ). Последнее представляется весьма важным для решения проблемы мощных источников излучения в рентгеновских и гамма-лучах, для которых в настоящее время практически невозможно изготовить зеркала с высоким коэффициентом отражения.

## СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В КРУПИНКЕ

Чтобы понять физический смысл эффекта СИ, рассмотрим простейший случай, когда образец, содержащий инвертированные молекулы, представляет собой маленький шарик (крупинку) размером много меньше длины волны (то есть его объем  $V \ll \lambda^3$ ). Допустим также, что упругие столкновения в газе отсутствуют:  $T_2 \rightarrow \infty$ .

Если на эту крупинку наложить внешнее электрическое поле  $\mathbf{E}_{\text{внеш}}$ , то газ в крупинке поляризуется и общая поляризация

$$\mathcal{P} = \mathbf{P}V = \frac{3}{4\pi\epsilon + 2} \epsilon \mathbf{E}_{\text{внеш}} V,$$

где  $\mathbf{P}$  – поляризация единицы объема образца. Она связана с электрическим полем внутри крупинки соотношением  $\epsilon \mathbf{E} = 1 + 4\pi \mathbf{P}$ . Вид множителя перед  $\mathbf{E}_{\text{внеш}}$ , содержащего диэлектрическую проницаемость газа  $\epsilon$ , зависит от формы образца. Величина  $\epsilon$  является функцией частоты:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2 - \omega_0^2},$$

где  $\omega_0$  – частота перехода, а  $\omega_c$  – величина, называемая кооперативной частотой;

$$\omega_c^2 = -\frac{8\pi d^2 \omega_0 \Delta N}{\hbar}$$

( $d$  – дипольный момент перехода  $1 \rightarrow 2$  в молекуле). В инвертированной системе с  $\Delta N > 0$  квадрат кооперативной частоты становится отрицательным – обстоятельство, весьма важное для дальнейшего.

Из формулы для  $\mathcal{P}(\mathbf{E}_{\text{внеш}})$  видно, что поляризация образца бесконечно возрастает по мере приближения частоты поля  $\mathbf{E}_{\text{внеш}}$  к резонансному значению

$$\omega_{\text{рез}} \approx \omega_0 \left( 1 + \frac{\omega_c^2}{6\omega_0^2} \right),$$

так как при  $\omega \rightarrow \omega_{\text{рез}}$  величина  $\epsilon \rightarrow -2$ . Поскольку в реальных условиях  $\omega_c \ll \omega_0$ , резонансная частота  $\omega_{\text{рез}}$  близка к частоте перехода (это обстоятельство было использовано при получении приведенной выше формулы для  $\omega_{\text{рез}}$ ). Благодаря резонансу становятся возможными собственные колебания поляризации в шарике, которые могут существовать даже при отсутствии внешнего электрического поля.

Если эти колебания имеют амплитуду  $\mathcal{P}_0$ , то мощность дипольного излучения из крупинки составит

$$Q = \frac{\omega_0^4 \mathcal{P}_0^2}{3c^3}.$$

Здесь  $\mathcal{P}_0 = P_0 V$ , где амплитуда поляризации  $P_0$  связана с амплитудой электрического поля в образце соотношением  $P_0 = -(3/4\pi)E_0$ , которое следует из равенства  $\epsilon E = 1 + 4\pi P$  при  $\epsilon = -2$ . Далее плотность электромагнитной энергии в образце

$$W = \frac{E_0^2}{16\pi} \frac{d(\omega\epsilon)}{d\omega} + \frac{H_0^2}{16\pi} \approx \frac{E_0^2}{8\pi} \frac{9\omega_0^2}{\omega_c^2}.$$

Поскольку практически всегда  $\omega_c \ll \omega_0$ , ясно, что  $|W| \gg E_0^2/(8\pi)$ , то есть основная часть энергии сосредоточена в колебаниях поляризации образца, а не в электрическом поле.

В случае инвертированного образца  $W < 0$  вместе с квадратом кооперативной частоты  $\omega_c^2$ , поскольку энергия колебаний поляризации вносит большой отрицательный вклад в величину  $W$ . Отрицательность электромагнитной энергии в образце с инверсией  $\Delta N > 0$  — обстоятельство весьма необычное. Оно означает, что полная энергия рассматриваемой неравновесной системы, включая энергию возбужденных молекул, меньше при наличии электрического поля и поляризации образца на резонансной частоте. Более того, за счет потерь энергии на излучение в окружающее пространство электромагнитная энергия крупинки уменьшается. Поскольку величина  $W$  отрицательна, то убывая она возрастает по абсолютной величине:

$$\frac{d(WV)}{dt} = -Q.$$

Поскольку  $W \propto -E_0^2$ , уменьшение  $W$  ведет к росту амплитуд колебаний электрического поля  $E_0$ , поляризации  $P_0$  и к увеличению излучаемой мощности. Величину инкремента

$$\gamma = \frac{1}{Q} \frac{dQ}{dt},$$

характеризующую относительное изменение мощности излучения крупинки, можно легко рассчитать используя последнее уравнение и явные выражения для  $Q$  и  $W$ , приведенные выше:

$$\gamma = -\frac{Q}{WV} = -\frac{\omega_c^2 \omega_0^2 V}{6\pi c^3} > 0.$$

Положительные значения инкремента указывают на неустойчивость колебаний поляризации в рассматриваемом образце, которая приводит к нарастанию поля излучения.

Итак, эффект СИ возникает благодаря тому, что энергия электромагнитного поля  $W$  в образце, состоящем из инвертированных молекул, становится отрицательной. Поскольку  $W \propto -E_0^2$ , отбор энергии у образца на излучение приводит к уменьшению  $W$ , что соответствует росту амплитуды поля  $E_0$  и поляризации  $P_0$  в образце. Этот рост ведет к дальнейшему увеличению мощности излучения  $Q$  и, следовательно, к лавинному высвечиванию инвертированной системы [3].

Описанный характер нарастания излучения называется диссипативной неустойчивостью, причем в нашем случае диссипация (поглощение) электромагнитной энергии в образце происходит за счет ее потери на излучение. Такая неустойчивость возможна лишь в системах с отрицательной энергией электромагнитного поля, к которым относится и рассматриваемая модель СИ.

Процесс СИ имеет экспоненциальный характер (с постоянным значением  $\gamma$ ) только в начале импульса СИ. В дальнейшем величина  $\gamma$  меняется вместе с уменьшением степени инверсии  $\Delta N$ . О развитии СИ во времени можно судить решая уравнения

$$\frac{dQ}{dt} = \gamma(t)Q,$$

$$-\frac{1}{2} \frac{d(V\Delta N)}{dt} = \frac{Q}{\hbar\omega_0}.$$

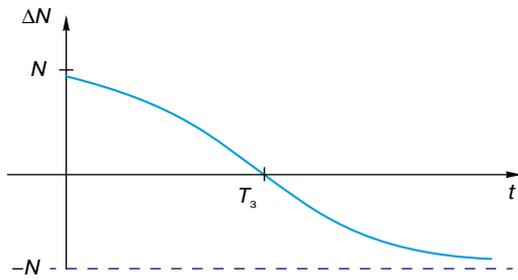
Первое из них фактически следует из определения инкремента  $\gamma$ ; второе означает, что число испускаемых фотонов  $Q/\hbar\omega_0$  (где  $\hbar\omega_0$  — энергия одного кванта излучения) равно числу излучательных переходов в единицу времени (которое характеризует изменение степени инверсии  $d(\Delta N)/dt$ ). Решение этих уравнений имеет вид [1]

$$\Delta N(t) = -\Delta N_0 \tanh\left(\frac{t-t_3}{2\tau}\right),$$

$$Q(t) = \frac{\hbar\omega_0 \Delta N_0 V}{4\tau} \cosh^{-2}\left(\frac{t-t_3}{2\tau}\right).$$

Длительность импульса  $\tau = 1/(2\gamma_0)$ , где  $\gamma_0$  — инкремент, соответствующий инверсии  $\Delta N_0$  в начальный момент времени  $t = 0$ . Время задержки  $t_3 = \tau \ln(4Q_{\max}/Q_0)$ , где  $Q_0$  — начальная, а  $Q_{\max} = (\hbar\omega_0/4T_1)(V\Delta N_0)^2$  — максимальная мощность излучения. Если мощность  $Q_0$  равна мощности некогерентного спонтанного излучения  $\hbar\omega_0 V\Delta N_0/T_1$ , то время задержки составит  $t_3 = \tau \ln(V\Delta N_0)$  [4]. Профиль импульса сверхизлучения показан на рис. 2,  $\sigma$ , изменение населенности — на рис. 3.

Таким образом, мощность СИ действительно оказывается пропорциональной квадрату концентрации возбужденных молекул. Это связано с тем, что в процессе взаимодействия молекул через поле



**Рис. 3.** Изменение плотности инверсии населенностей  $\Delta N = N_1 - N_2$  во время процесса сверхизлучения.  $N$  – концентрация молекул в газе

излучения все молекулярные дипольные моменты оказываются сфазированными и ведут себя как один большой диполь. Поэтому, в частности, эта фазировка не кончается при  $\Delta N = 0$ , когда в обычных импульсных лазерах и мазерах генерация прекращается. Здесь, наоборот, излучение достигает максимума и продолжается до исчезновения возбуждения молекул  $\Delta N \approx -N_0$ .

### СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В БОЛЬШИХ ОБРАЗЦАХ. КЛАССИЧЕСКИЕ АНАЛОГИ СИ

Рассмотрение эффекта СИ на примере образца малых размеров позволяет наглядно представить себе этот процесс. Однако практическая реализация СИ в крупинке размером  $L \ll \lambda$  затруднительна: как показывает анализ, диполь-дипольное взаимодействие молекул при их “столкновениях” не позволяет реализовать основное условие СИ  $\tau \ll T_2$ . Поэтому основной интерес представляют, конечно, образцы больших размеров  $L \gg \lambda$ , к обсуждению которых мы и перейдем.

В образцах больших размеров могут распространяться электромагнитные волны, которые в инвертированной двухуровневой среде обладают специфическими свойствами. Если плотность инвертированных молекул относительно невелика, то эти свойства отчетливо не проявляются и в таком образце реализуется режим, характерный для импульсных лазеров и мазеров. Однако при высокой плотности  $\Delta N$  в условиях, когда реализуется неравенство  $\gamma T_2 \gg 1$ , наряду с обычными электромагнитными волнами в безграничной среде распространяются так называемые волны поляризации, обладающие отрицательной энергией, которая сосредоточена в колебаниях поляризации (а не электрического поля, энергия которого относительно мала). В инвертированных образцах с отражающими стенками эти волны образуют поляритонные моды, локализованные внутри образца. И наконец, если стенки образца имеют коэффициент отражения  $R < 1$ , то поляритонные моды выходят за его границы, но уже в виде обычной электромагнитной волны. Ситуация здесь совершенно аналогична рассмотренной на примере

крупинки: внутри образца существует поляритонная мода с отрицательной энергией. Излучение электромагнитных волн за пределы образца ведет к уменьшению энергии этой моды и росту амплитуды колебаний в ней. Таким образом, снова реализуется диссипативная неустойчивость. В неограниченных образцах такая неустойчивость волн с отрицательной энергией возможна при наличии поглощения этих волн в веществе (например, омических потерь), а в ограниченных системах – за счет потери энергии этих волн на излучение наружу. В результате в неограниченных образцах и образцах с  $R = 1$  возможен режим сверхпоглощения, а в открытых образцах с  $R < 1$  – режим сверхизлучения.

Развитая в [3] трактовка СИ квантовой инвертированной системы как диссипативной неустойчивости волн с отрицательной энергией открыла возможности поиска аналогий СИ в классической физике, и прежде всего в физике плазмы и классической электронике, где квантовые эффекты не играют заметной роли. Поиск этих аналогий позволил не только взглянуть на разные физические процессы с более общей, единой точки зрения, способствуя более глубокому пониманию СИ. Он оказался очень важен для электроники больших мощностей, где в ряде прикладных задач основные усилия направлены на получение мощных и коротких импульсов (например, для радиолокации). Эти режимы исследовались экспериментально и теоретически, но, как правило, в условиях, аналогичных мазерным режимам в квантовой электронике. Однако режим СИ позволяет в принципе получить более короткие и мощные импульсы. Это и объясняет привлекательность идеи поиска СИ в классической электронике.

Пример системы, в которой возможен режим СИ, был предложен в работе [5]. Это цилиндрическая магнитная ловушка с однородным магнитным полем  $B_0$ , помещенная в так называемую замедляющую систему, которая уменьшает фазовую скорость распространяющихся волн  $v_\phi$  по сравнению со скоростью  $c$  в вакууме. Вдоль магнитного поля летят два встречных пучка электронов со скоростью  $v_\parallel > v_\phi$  (см. рис. 3). В этой модели возможен эффект циклотронного сверхизлучения: потоки электронов в магнитном поле излучают на частоте<sup>1</sup>

$$\omega = \frac{\omega_{B_0}}{v_\parallel/v_\phi - 1},$$

где  $\omega_{B_0} = eB_0/mc$  – электронная гирочастота. Как и в случае СИ в квантовых инвертированных системах,

<sup>1</sup> Эта формула определяет частоту движения источника излучения в случае аномального эффекта Доплера (при  $v > v_\phi$ ). В случае обратного неравенства имеет место нормальный эффект Доплера, при котором частота циклотронного излучения электрона в магнитном поле  $\omega = \omega_{B_0}/(1 - v_\parallel/v_\phi)$ .

максимальная мощность импульсов пропорциональна квадрату электронной концентрации:  $Q_{\max} \propto N^2$ . Механизмом циклотронного СИ служит диссипативная неустойчивость так называемой медленной циклотронной волны с отрицательной энергией, развивающаяся за счет потерь энергии этой волны на излучение за пределы ловушки.

После первых работ, указывающих на возможность циклотронного СИ в классической электронике, в Институте прикладной физики РАН начались экспериментальные исследования этого эффекта. В результате были изучены другие модели классического СИ, и факт существования такого варианта СИ был установлен экспериментально [6]. Конечно, это еще только первые шаги в исследовании столь необычного и интересного физического эффекта. Вполне возможно, что дальнейшие исследования приведут и к практическому применению СИ как источника мощных коротких импульсов когерентного излучения в квантовой и классической электронике.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Dicke R.H.* // Phys. Rev. 1954. Vol. 93. P. 99.

2. *Skribanowitz N., Hermann I.P., MacGillivray M.S., Feld M.S.* // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 30. P. 309.

3. *Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В.* // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1565.

4. *Файн В.М.* Фотоны и нелинейные среды. М.: Сов. радио, 1972. 472 с.

5. *Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. С. 1095.

6. *Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Коноплев И.В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63. С. 322.

\* \* \*

Владимир Васильевич Железняков, доктор физико-математических наук, профессор Нижегородского государственного университета, зав. отделом астрофизики и физики космической плазмы Института прикладной физики РАН, член-корреспондент РАН. Область научных интересов: астрофизика, теоретическая радиоастрономия, физика плазмы и теория распространения электромагнитных волн, а также квантовая радиофизика и оптика жидких кристаллов. Автор трех монографий и более 130 научных работ.