1988 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 30, в. 1
1988 SOLID STATE PHYSICS Vol. 30, № 1

УДК 538.221 536.75

КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ СВЕТА

Э. Л. Нагаев, А. И. Подельщиков

Построена кинетическая теория фазовых переходов под действием света для случая, когда воздействие света на упорядочение осуществляется через фотоэлектроны. Для изинговского ферромагнитного полупроводника, взаимодействующего с модельным термостатом, в приближении самосогласованного поля получено кинетическое уравнение для параметра порядка. Построен синергетический потенциал, экстремумы которого по параметру порядка определяют его стационарные значения. Показано, что минимумы синергетического потенциала соответствуют устойчивым стационарным решениям кинетического уравнения. Получены выражения для температуры Кюри и величин скачков в точке Кюри производных от скорости производства энтропии по температуре, частоте и интенсивности света, справедливые при произвольных интенсивностях.

Появление экспериментальных данных по повышению точки Кюри T_c ферромагнитных полупроводников под действием света [1] делает необходимым построение последовательной теории фотоиндуцированных фазовых переходов. Принципиальное отличие фотоиндуцированных переходов от обычных состоит в том, что они происходят в термодинамически неравновесных условиях, так как энергия поглощенного света диссипируется. Поэтому понятие термодинамического потенциала магнетика теряет смысл, и состояние магнетика нельзя найти из условия минимума этого потенциала. Естественный подход к неравновесной ситуации состоит в том, что ее нужно рассматривать, используя кинетические уравнения для переменных системы.[1]

В принципе в стационарном случае эти уравнения могут быть интерпретированы как условия экстремальности некоторого функционала, зависящего как от намагниченности, так и от переменных термостата. Последнее обстоятельство очень сильно затрудняет анализ такого вариационного функционала. Поэтому возникает проблема: нельзя ли по аналогии с равновесной ситуацией построить функционал, зависящий только от намагниченности кристалла, из условия экстремальности которого по намагниченности находилось бы ее стационарное значение.

Такая программа исследования фотомагнетизма была намечена и частично реализована в [2]. Там считалось, что повышение T_c обусловлено возбуждением светом электронов проводимости, осуществляющих кос-

[1] В [3], где на примере магнетиков была впервые высказана идея о влиянии света на фазовые переходы, неравновесность фотоиндуцированного фазового перехода не учитывалась (детальный анализ [3] см. в [1]). Не учитывалась она и в появившейся после [3] работе [4], где была высказана мысль о возможности фотоиндуцированных переходов и в сегнетоэлектриках.

венный обмен между локализованными магнитными моментами атомов (другой возможный механизм фотомагнетизма — появление фотоэлектронов на дефектах — рассмотрен в [5]).

Исходя из модельного гамильтониана магнитного полупроводника, взаимодействующего с термостатом, в [2] были получены квантовомеханические уравнения движения для намагниченности кристалла и связанных с ней корреляторов. Их решение в приближении самосогласованного поля при больших временах приводит к трансцендентному уравнению относительно намагниченности, отличающемуся от обычного только тем, что концентрация электронов проводимости зависит в нем от интенсивности и частоты света. Такое уравнение является условием экстремума функционала от намагниченности, представляющего собой сумму неполного термодинамического потенциала Ландау магнетика и работы, совершаемой фотоэлектронами при установлении заданной степени магнитного порядка. Неравновесный характер явления непосредственно проявляется в структуре этого функционала: для некоторых моделей через производную от него по частоте света линейно выражается скорость производства энтропии — величина, являющаяся естественной характеристикой неравновесного процесса. Поэтому такой функционал был назван в [2] синергическим.

Однако общее рассмотрение в [2] не было доведено до конца. Уравнения самосогласованного поля, кроме тривиального, в какой-то области температур и интенсивностей света имеют еще и нетривиальное решение, и необходим критерий, какое из этих двух решений является устойчивым. Такой критерий получается рассмотрением устойчивости соответствующего состояния относительно малых флуктуаций намагниченности. К сожалению, модель термостата, использованная в [2], не позволяла проведение последовательного исследования вопроса об устойчивости, поскольку она предполагала обращение в нуль в парамагнитном состоянии смешанных корреляторов магнетик—термостат, которые на самом деле конечны (то не сказывалось на стационарном состоянии, поскольку оно не должно зависеть от природы термостата). Было бы желательно также использовать физически более реалистическую модель термостата: в [2] квазичастицы термостата предполагались паулиевскими. Между тем бозонный термостат мог бы моделировать передачу магнитного момента кристалла его решетке. Наконец (и это очень важно), следует обобщить рассмотрение [2], проведенное для малых интенсивностей света, на случай произвольных интенсивностей.

Решению этих проблем и посвящена настоящая работа. Последовательное рассмотрение из первых принципов проведено для той же упрощенной s—f-модели, что использовалась в [2]: в гамильтонианах f—f- и s—f-обмена учитываются только z-компоненты спинов. Однако квазичастицы термостата здесь считаются бозевскими. В рамках этой модели выведено кинетическое уравнение для намагниченности кристалла с учетом неравновесности системы. В приближении самосогласованного поля такая модель приводит к тем же результатам, что и s—f-модель с изотропным f—f-обменом большого радиуса [5]. Рассмотрение же для изотропной s—f-обменной модели с малым радиусом f—f-обмена производится путем обобщения результатов, полученных при анализе первой модели. Качественно результаты для обеих моделей оказываются сходными друг с другом. В обоих случаях удается ввести синергический потенциал и показать, что устойчивому стационарному состоянию системы соответствует его минимум. Одинаковые особенности обнаруживают в точке фазового перехода производные от скорости производства энтропии по температуре, частоте и интенсивности света. Это свидетельствует об общности полученных ниже результатов. К числу новых количественных результатов, полученных в этой работе, следует отнести выражения для фотосдвига T_c и скачков производных скорости производства энтропии при произвольных интенсивностях света.

1. Кинетическое уравнение и устойчивость стационарного состояния

Рассматривается модель облучаемого светом ферромагнитного полупроводника, аналогичная той, которая была использована в [2]. Предполагается, что спины магнитных атомов равны 1/2; взаимодействие их между собой изинговское, а с фотоэлектронами — s—f-обменное. Будем считать также, что дырки взаимодействуют с локализованными моментами гораздо слабее, чем электроны. Тогда гамильтониан спинов магнитных атомов, взаимодействующих с фотоэлектронами, имеет вид

$$H_J = -\frac{1}{2}\sum J(g-f)\, S_g^z S_f^z - \frac{A}{2}\sum S_g^z (n_{g\uparrow} - n_{g\downarrow}), \tag{1}$$

$$n_{g\sigma} = a_{g\sigma}^+ a_{g\sigma}.$$

Здесь $a_{g\sigma}^+$, $a_{g\sigma}$ — операторы рождения и уничтожения фотоэлектрона с проекцией спина σ на узле g; S_g — оператор спина магнитного атома в узле g; $J(g-f) > 0$ и $A > 0$ — интегралы f—f- и s—f-обмена.

Будет предполагаться, что роль термостата играют бозевские квазичастицы. Гамильтонианы термостата H_Q и его взаимодействия с f-спинами H_i имеют вид

$$H_Q = \Sigma\omega_\mu b_{g\mu}^+ b_{g\mu}, \quad H_i = -\Sigma Q_\mu (S_g^- b_{g\mu} + b_{g\mu}^+ S_g^+), \tag{2}$$

где операторы термостата $b_{g\mu}^+$, $b_{g\mu}$ (g — номер узла, μ — остальные динамические переменные) коммутируют со спиновыми операторами S^z, S^+, S^-. Спектр ω_μ квазичастиц термостата считается квазинепрерывным и содержащим частоты, соответствующие элементарным возбуждениям спиновой подсистемы при любой степени ее упорядочения.

Цель проводимого ниже рассмотрения состоит в выводе кинетического уравнения для намагниченности. Будем предполагать, что ферромагнетик и возбужденные в нем светом фотоэлектроны находятся в однородном состоянии в любой момент времени (с учетом [6] для этого достаточно, чтобы размер кристалла был меньше диффузионной длины для носителей тока). Тогда роль параметра порядка играет однородная относительная намагниченность кристалла $\eta = 2\langle S_g^z\rangle$ (здесь и далее угловые скобки означают усреднение при помощи неравновесной матрицы плотности). Уравнение движения для η, получаемое из (1) и (2) усреднением квантовых уравнений движения для S_g^z, имеет вид

$$i\frac{d\eta}{dt} = 2\sum_\mu Q_\mu (\langle S^- b_\mu\rangle - \langle b_\mu^+ S^+\rangle). \tag{3}$$

В уравнении (3) индексы у операторов, нумерующие узлы решетки, опущены, так как в однородном состоянии средние значения от них не зависят.

Для корреляторов в правой части уравнения (3) в свою очередь из (1) и (2) получаются следующие уравнения движения

$$\left.\begin{aligned} i\frac{d}{dt}\langle S^- b_\mu\rangle &= \left(\omega_\mu - \frac{J}{2}\eta - \frac{A}{2}\delta\right)\langle S^- b_\mu\rangle + \frac{Q_\mu}{2}[\eta(1+2\varphi_\mu) - 1], \\ i\frac{d}{dt}\langle b_\mu^+ S^+\rangle &= -\left(\omega_\mu - \frac{J}{2}\eta - \frac{A}{2}\delta\right)\langle b_\mu^+ S^+\rangle - \frac{Q_\mu}{2}[\eta(1+2\varphi_\mu) - 1], \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

где $J = \sum_f J(f)$, а $\delta = \langle n_\uparrow\rangle - \langle n_\downarrow\rangle$ — разность относительных (т. е. поделенных на концентрацию магнитных узлов) концентраций фотоэлектронов в различных спиновых подзонах зоны проводимости. Везде далее мы будем для краткости говорить просто о концентрациях, имея в виду их относительные значения. При выводе (4) было проведено расцепление высших корреляторов, соответствующее приближению самосогласованного поля, а также было учтено свойство термостата не изменять своего состояния из-за взаимодействия с рассматриваемой системой где T —температура термостата.

$$\langle b^+_{g\mu} b_{g\nu} \rangle = \varphi_\mu \delta_{\mu\nu}, \quad \varphi_\mu = \varphi\left(\frac{\omega_\mu}{T}\right) = \left[\exp\left(\frac{\omega_\mu}{T}\right) - 1\right]^{-1} \tag{5}$$

где T — температура термостата.

Для замыкания системы уравнений (3) и (4), вообще говоря, необходимо уравнение движения для разности концентраций фотоэлектронов в спиновых подзонах зоны проводимости δ. Явный вид такого уравнения определяется деталями взаимодействия электронов со светом и кристаллом. Если все характерные частоты, определяющие динамику δ, велики по сравнению со скоростью изменения намагниченности (это требование выполняется, когда взаимодействие магнитной подсистемы с термостатом достаточно слабое), то δ можно считать функцией частоты и интенсивности света, а также мгновенного значения намагниченности η.

Исключим корреляторы магнетик—термостат из системы уравнений (3) и (4). Интегрируя уравнения (4), находим временную зависимость этих корреляторов

$$\langle S^- b_\mu \rangle = \langle b^+_\mu S^+ \rangle^* = K_\mu(t) = K_\mu(0) \exp\left[-i\omega_\mu t + \frac{iJ}{2} M(t) + \frac{iA}{2} D(t)\right] -$$
$$- \frac{iQ_\mu}{2} \int_0^t dt' \left[(1 + 2\varphi_\mu)\eta(t') - 1\right] \exp\left\{i\omega_\mu(t' - t) - \frac{iJ}{2}\left[M(t') - M(t)\right] -\right.$$
$$\left. - \frac{iA}{2}\left[D(t') - D(t)\right]\right\}, \quad M(t) = \int_0^t \eta(t')\,dt', \quad D(t) = \int_0^t \delta(t')\,dt'. \tag{6}$$

Подставляя (6) в (3), получаем интегро-дифференциальное уравнение для намагниченности

$$\frac{d\eta}{dt} = -2i \sum_\mu Q_\mu \left\{K_\mu(0) \exp\left[-i\omega_\mu t + \frac{iJ}{2} M(t) + \frac{iA}{2} D(t)\right] - \text{к. с.}\right\} -$$
$$- 2 \sum_\mu Q^2_\mu \int_0^t dt' \left[(1 + 2\varphi_\mu)\eta(t') - 1\right] \cos\left\{\omega_\mu(t' - t) - \frac{J}{2}\left[M(t') - M(t)\right] -\right.$$
$$\left. - \frac{A}{2}\left[D(t') - D(t)\right]\right\}. \tag{7}$$

При больших временах t первый член в правой части (7) стремится к нулю из-за наличия быстроосциллирующего множителя под знаком суммирования. Кроме того, поскольку характерное время изменения намагниченности η будучи $\sim Q^{-2}_\mu$ велико по сравнению с характерными временами магнитной подсистемы, определяемыми обменными взаимодействиями, при вычислении $d\eta/dt$ в главном порядке по Q_μ можно во втором члене правой части (7) считать намагниченность η (а следовательно, и разность концентраций δ) не зависящей от времени. Тогда, выполнив интегрирование, уравнение (7) можно переписать в виде

$$\frac{d\eta}{dt} = -2 \sum_\mu Q^2_\mu \left[(1 + 2\varphi_\mu)\eta - 1\right] \frac{\sin\left[\left(\omega_\mu - \frac{J}{2}\eta - \frac{A}{2}\delta\right)t\right]}{\omega_\mu - \frac{J}{2}\eta - \frac{A}{2}\delta}. \tag{7a}$$

Используя известное соотношение

$$\frac{\sin xt}{x} \to \pi\delta(x), \qquad t \to \infty,$$

получаем из (7а) с учетом (5), следующее самосогласованное уравнение движения для намагниченности в пределе больших времен

$$\left.\begin{aligned} \frac{d\eta}{dt} &= -[\eta - \eta_{sf}(\eta)]\,\tau_M^{-1}, \quad \eta_{sf}(\eta) = \operatorname{th}\left(\frac{J\eta + A\delta}{4T}\right), \\ \tau_M^{-1} &= 2\pi\eta_{sf}^{-1}(\eta)\, g\left(\frac{J}{2}\eta + \frac{A}{2}\delta\right)\left[Q_\mu \Big|_{\omega_\mu = \frac{J}{2}\eta + \frac{A}{2}\delta}\right]^2 \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

где $g(\omega)$ — плотность состояний термостата. Величина $\eta_{sf}(\eta)$ в (8) имеет очевидный смысл относительной намагниченности спина 1/2 в неравновесном молекулярном поле $(J\eta+A\delta)/2$. Уравнение (8) и есть искомое кинетическое уравнение.

Найдем стационарное значение параметра порядка $\bar{\eta}$. Приравняв правую часть (8) нулю, получаем уравнение, отличающееся от обычного уравнения приближения самосогласованного поля характером зависимости δ от η

$$\bar{\eta} = \eta_{sf}(\bar{\eta}) = \operatorname{th}\left[\frac{J\bar{\eta} + A\delta(\bar{\eta})}{4T}\right]. \tag{9}$$

Уравнение (9) вместе с уравнением, задающим δ как функцию η, образуют самосогласованную систему для определения стационарного значения параметра порядка $\bar{\eta}$ в неравновесных условиях. Легко видеть, что определяемое таким образом $\bar{\eta}$ является точкой экстремума функционала следующей структуры

$$K(\eta) = -T\ln 2 - \frac{J}{2}\eta^2 + \frac{T}{2}\ln(1-\eta^2) + \frac{T\eta}{2}\ln\left(\frac{1+\eta}{1-\eta}\right) + \sum_\sigma \int_0^\eta n_\sigma(\eta')\frac{\partial\varepsilon_\sigma}{\partial\eta'}\,d\eta'. \tag{10}$$

При написании (10) учтено, что для энергии ε_σ электронов с проекцией спина σ, согласно (1), выполняется соотношение $d\varepsilon_\sigma/d\eta = -A\sigma/2$. Первые четыре члена в (10) представляют собой неполный термодинамический потенциал Ландау изинговского ферромагнетика в отсутствие освещения [7]. Последний же член имеет смысл работы фотоэлектронов при установлении заданной степени магнитного порядка η (все в расчете на узел). Функционал (10) совпадает с введенным в [2] синергетическим потенциалом.

Исследуя стандартным методом уравнение (8) на устойчивость, нетрудно получить, что стационарное решение (9) этого уравнения устойчиво, если величина λ, возникающая при линеаризации (8) вблизи $\bar{\eta}$,

$$\lambda = \tau_M^{-1}(\bar{\eta})\left(1 - \frac{\partial\eta_{sf}}{\partial\eta}\Big|_{\eta=\bar{\eta}}\right) = \tau_M^{-1}(\bar{\eta})\left[1 - \frac{(1-\bar{\eta}^2)}{4T}\left(J + A\frac{\partial\delta}{\partial\eta}\Big|_{\eta=\bar{\eta}}\right)\right] \tag{11}$$

положительна. В этом случае она имеет смысл обратного времени релаксации намагниченности к своему стационарному значению. При $\lambda < 0$ решение (9) уравнения (8) неустойчиво.

Заметим, что, согласно (10), знак величины λ в (11) совпадает со знаком второй производной синергетического потенциала (10), взятой в соответствующей точке экстремума последнего,

$$\frac{\partial^2 K}{\partial\eta^2}\Big|_{\eta=\bar{\eta}} = \frac{T}{1-\bar{\eta}^2}\left[1 - \frac{(1-\bar{\eta}^2)}{4T}\left(J + A\frac{\partial\delta}{\partial\eta}\Big|_{\eta=\bar{\eta}}\right)\right].$$

Так как знак второй производной определяет характер экстремума, то можно заключить, что устойчивому (неустойчивому) стационарному состоянию исследуемой системы соответствует минимум (максимум) синергетического потенциала.

2. Стационарное состояние в анизотропной s—f-модели

Проанализируем теперь стационарное состояние фотомагнетика, описываемого моделью раздела 1.

Температура Кюри определяется из условия $\lambda=0$ при $\bar{\eta}=0$.[2] Таким образом, согласно (11),

$$T_c=\frac{1}{4}\left(J+A\left.\frac{\partial\delta}{\partial\eta}\right|_{\eta=0}\right). \qquad (12)$$

Первый член в (12) представляет собой температуру Кюри изинговского ферромагнетика в отсутствие освещения, вычисленную в приближении самосогласованного поля, а второй описывает фотосдвиг T_c. Этот же результат можно получить, определяя T_c как температуру, при которой появляется нетривиальное решение уравнения (9).

Отметим, что выражение для T_c (12) обладает большей общностью, чем соответствующее выражение в [2]. Там при вычислении зависимости δ от η фактически предполагалось, что квазиуровни Ферми фотоэлектронов в спиновых подзонах зоны проводимости лежат ниже соответствующих уровней, на которые происходят индуцированные светом переходы электронов из валентной зоны. Используя (12), можно вычислить температуру Кюри и тогда, когда эта ситуация не имеет место, и соответственно результаты [2] несправедливы. Например, при достаточно большой интенсивности света концентрация возбужденных в зону проводимости фотоэлектронов может достичь той величины, при которой квазиуровень Ферми сравняется с уровнем, на который происходят электронные переходы (положение этого уровня определяется частотой света). Дальнейшее увеличение концентрации фотоэлектронов невозможно из-за их вырожденности. Таким образом, реализуется режим насыщения: концентрация фотоэлектронов перестает расти с ростом интенсивности света, если последняя превышает некоторую пороговую (для заданной частоты света) величину. В приближении эффективных масс для случая, когда дну зоны проводимости и потолку валентной зоны соответствуют нулевые квазиимпульсы электронов и дырок соответственно, нетрудно вычислить концентрации насыщения фотоэлектронов в подзонах зоны проводимости

$$n_\sigma=\left(\Omega-E_g+\frac{1}{2}A\eta\sigma\right)^{3/2}\left(\frac{1}{2m_e}+\frac{1}{2m_p}\right)^{-3/2}\frac{a^3}{6\pi^2}, \qquad (13)$$

где Ω — частота света; E_g — величина щели в отсутствие намагниченности; m_e и m_p — эффективные массы электронов и дырок соответственно; a — постоянная решетки магнитных атомов. Подставив (13) в (12) (напомним, что там $\delta=n_\uparrow-n_\downarrow$), получим температуру Кюри для случая насыщающе больших интенсивностей света

$$T_c=\frac{1}{4}\left[J+\frac{A^2a^3}{8\pi^2}\left(\frac{1}{2m_e}+\frac{1}{2m_p}\right)^{-3/2}(\Omega-E_g)^{1/2}\right]. \qquad (14)$$

Рассмотрим теперь случай малых интенсивностей света, уточнив при этом результаты [2], где предполагалось, что процессы переворота спинов фотоэлектронов выравнивают их концентрации в обеих спиновых подзонах зоны проводимости. Реалистичнее, однако, считать, что электронные концентрации в подзонах релаксируют к своим равновесным (при заданных намагниченности и полной концентрации фотоэлектронов) значе-

---

[2] Чтобы устранить неопределенность в λ (11) при $\bar{\eta}=0$, необходима более детальная информация о свойствах термостата. Например, если принять $g(\omega_\mu)\sim\omega_\mu^2$, как для акустических фононов, то с учетом того, что при малых намагниченностях $\delta(\eta)\sim\eta$, величина $1/\tau_M(\bar{\eta})$ (8) сходится при $\bar{\eta}\to 0$ к конечному положительному пределу, если $Q_\mu\sim 1/\sqrt{\omega_\mu}$ при $\omega_\mu\to 0$.

ниям $\bar{n}_\sigma$. Эти значения определяются из равенства химических потенциалов электронов со спинами вверх и вниз

$$\left.\begin{aligned} \frac{(6\pi^2)^{2/3}}{2m_e a^2}\left(\bar{n}_\uparrow^{2/3}-\bar{n}_\downarrow^{2/3}\right)&=\frac{1}{2}A\eta, \\ \bar{n}_\uparrow+\bar{n}_\downarrow&=n_\uparrow+n_\downarrow. \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Уравнения движения для концентраций n_σ фотоэлектронов имеют тогда следующий вид

$$\left.\begin{aligned} \frac{dn_\sigma}{dt}&=G_\sigma-P(n_\sigma-\bar{n}_\sigma)-\frac{n_\sigma}{\tau}, \\ G_\sigma&=R\left(\Omega-E_g+\frac{1}{2}A\eta\sigma\right)^{1/2} \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

Здесь G_σ — скорость генерации носителей тока с проекцией спина σ; R — коэффициент, пропорциональный интенсивности света. Второй член в (16) описывает релаксацию фотоэлектронов по спину, а третий — их рекомбинацию с фотодырками. Время жизни носителей τ считается не зависящим от η. Приравняв производные по времени в (16) нулю и учтя (15), можно получить зависимости n_σ от намагниченности η. Подстановка этих зависимостей в (12) приводит к следующему выражению для температуры Кюри в случае малых интенсивностей света

$$\left.\begin{aligned} T_c&=\frac{1}{4}\left\{J+\frac{A^2 n_R}{8}\left[3P\tau\frac{2m_e a^2}{(3\pi^2 n_R)^{2/3}}+\frac{1}{\Omega-E_g}\right](1+P\tau)^{-1}\right\}, \\ n_R&=2R\tau(\Omega-E_g)^{1/2}. \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

Величина n_R, введенная в (17), равна полной концентрации фотоэлектронов в парамагнитном состоянии.

Формула (17) справедлива при условии, что квазиуровень Ферми фотоэлектронов, соответствующий их концентрации n_R, не превышает энергетического уровня, на который свет переводит электроны из валентной зоны, т. е. при выполнении неравенства

$$R<R_\Omega=(\Omega-E_g)\left(\frac{1}{2m_e}+\frac{1}{2m_p}\right)^{-3/2}\frac{a^3}{6\pi^2\tau}. \tag{18}$$

Если имеет место неравенство, обратное (18), то температура Кюри определяется формулой (14). Таким образом, величина R_Ω в (18) количественно конкретизирует использованные выше понятия больших и малых интенсивностей света, определяя границу между ними. Из (18) следует также, что при любом R реализуется случай «большой интенсивности», если величина Ω—E_g меньше некоторого значения. Поэтому фотосдвиг T_c, согласно (14), при $\Omega\to E_g$ стремится к нулю (а не расходится, как в (17)) в согласии с очевидными физическими соображениями.

Выясним теперь особенности поведения скорости производства энтропии $\dot{S}$ при фазовом переходе. Эта величина в расчете на узел в пренебрежении излучательной рекомбинацией носителей тока и с учетом того, что вся энергия поглощенного света в конечном счете превращается в тепло, дается выражением

$$\dot{S}=\frac{\Omega n}{T\tau}=\frac{\Omega(n_\uparrow+n_\downarrow)}{T\tau}. \tag{19}$$

В (19) учтен также тот факт, что в стационарном режиме скорость поглощения фотонов совпадает со скоростью рекомбинации носителей тока.

В случае больших интенсивностей света $\dot{S}$ линейно связана с производной синергетического потенциала по частоте. Действительно, из (10), (13) и (19) легко видеть, что

$$\dot{S}(\eta)=\dot{S}(0)-\frac{\Omega}{T\tau}\frac{\partial K}{\partial\Omega}. \tag{20}$$

В случае же малых интенсивностей света подобная связь между скоростью производства энтропии и синергетическим потенциалом имеет место лишь при дополнительном условии $P\tau \ll 1$. Однако вряд ли оно реалистично.[3]

В обоих случаях, однако, $\dot{S}$ имеет в точке фазового перехода однотипные особенности: ее производные по температуре, частоте и интенсивности света испытывают конечные скачки. При больших интенсивностях света из (9), (12), (13) и (19) нетрудно получить величины этих скачков в главном порядке по концентрации фотоэлектронов

$$\left.\begin{aligned} &\Delta\frac{\partial\dot{S}}{\partial T} = -\frac{9\dot{S}(0)A^2}{128T_c(\Omega - E_g)^2}, \quad \Delta\frac{\partial\dot{S}}{\partial\Omega} = -\frac{\partial T_c}{\partial\Omega}\left(\Delta\frac{\partial\dot{S}}{\partial T}\right), \\ &\dot{S}(0) = \frac{\Omega n_\Omega}{T_c\tau}, \quad n_\Omega = (\Omega - E_g)^{3/2}\left(\frac{1}{2m_e} + \frac{1}{2m_p}\right)^{-3/2}\frac{a^3}{3\pi^2}, \end{aligned}\right\} \tag{21}$$

где знак Δ означает изменение соответствующей величины при переходе из ненамагниченного в намагниченное состояние, а T_c определяется (14). Величина n_Ω равна полной концентрации фотоэлектронов в парамагнитном состоянии. Аналогичным образом из (9), (12), (16), (15) и (19) получаем величины скачков $\dot{S}$ в случае малых интенсивностей света

$$\left.\begin{aligned} &\Delta\frac{\partial\dot{S}}{\partial T} = \frac{3\dot{S}(0)A^2}{128T_c(\Omega - E_g)^2}, \quad \Delta\frac{\partial\dot{S}}{\partial\Omega} = -\frac{\partial T_c}{\partial\Omega}\left(\Delta\frac{\partial\dot{S}}{\partial T}\right), \\ &\Delta\frac{\partial\dot{S}}{\partial R} = -\frac{\partial T_c}{\partial R}\left(\Delta\frac{\partial\dot{S}}{\partial T}\right), \quad \dot{S}(0) = \frac{\Omega n_R}{T_c\tau}, \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

где T_c определяется (17).

Как следует из (21) и (14), в принятой модели величины скачков производных от $\dot{S}$ обращаются в бесконечность при $\Omega \to E_g$.

В заключение заметим, что исследование изотропной s—f-модели с короткодействующим f—f-обменом, аналогичное изложенному выше, провести очень трудно. Причина этого заключается в том, что энергия электронов проводимости вблизи T_c неаналитична по s—f-обмену (она вычислена в [8] вариационным методом). Естественно допустить, однако, что в приближении самосогласованного поля кинетику намагниченности и в этом случае можно описать уравнением (8) с молекулярным полем $\mathcal{H}_{sf}$, равным взятой с обратным знаком производной от средней энергии системы (в расчете на узел) по намагниченности. Результаты, получающиеся исходя из такого уравнения, совпадают с результатами [8] для облучаемого светом ферромагнетика.

Литература

[1] *Коваленко В. Ф., Нагаев Э. Л.* УФН, 1986, т. 148, № 4, с. 561—602.
[2] *Нагаев Э. Л.* ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 6, с. 2346—2355.
[3] *Карпенко Б. В., Бердышев А. А.* ФТТ, 1963, т. 5, № 12, с. 3397—3405; *Бердышев А. А.* ФТТ, 1966, т. 8, № 5, с. 1382—1389.
[4] *Фридкин В. М.* Письма в ЖЭТФ, 1966, т. 3, № 6, с. 252—255; *Фридкин В. М.* Сегнетоэлектрики—полупроводники. М.: Наука, 1976. 408 с.
[5] *Нагаев Э. Л., Подельщиков А. И.* ЖЭТФ, 1986, т. 90, № 4, с. 1360—1372.
[6] *Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е.* ЖЭТФ, 1968, т. 55, № 6, с. 2345—2354.
[7] *Тябликов С. В.* Методы квантовой теории магнетизма. М.: Наука, 1975. 528 с.
[8] *Нагаев Э. Л.* ЖЭТФ, 1986, т. 90, № 2, с. 652—663.

ВНИИТ
Москва

Поступило в Редакцию
10 марта 1987 г.
В окончательной редакции
22 июля 1987 г.

---

[3] Выражение типа (20) получено в [2] и для малых интенсивностей, но там рассматривался иной механизм релаксации по спину в подзонах. Пользуемся случаем отметить опечатку в формуле (21) из [2].