

УДК 533.92; 539.196.5

UDC 533.92; 539.196.5

**О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
МИКРОВОЛНОВОГО И ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЙ ДЛЯ ИНТЕНСИФИКАЦИИ
ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ**

**ABOUT POSSIBILITY AND USE OF
MICROWAVE AND LASER RADIATIONS FOR
INTENSIFICATION OF PLASMA CHEMICAL
REACTIONS**

Хан Валерий Алексеевич
д.т.н.

Khan Valery Alekseevich
Dr.Sci.Tech.

Власов Виктор Алексеевич
д.ф.-м.н., профессор

Vlasov Viktor Alekseevich
Dr. Sci. Ph.-Math., professor

Мышкин Вячеслав Федорович
д.ф.-м.н., профессор ТПУ

Myshkin Vyacheslav Fedorovich
Dr. Sci. Ph.-Math., professor of TPU

Серебренников Валентин Сергеевич
аспирант

Serebrennikov Valentin Sergeevich
post-graduate student

Бурдовицын Антон Николаевич
аспирант

Burdovitsin Anton Nikolaevich
post-graduate student

*Томский политехнический университет (ТПУ),
г. Томск, Россия.*

Tomsk Polytechnic University (TPU), Tomsk, Russia

Показано, что при увеличении скорости химических процессов в плазме путем одновременного наложения внешнего магнитного поля и облучением потоками лазерного и микроволнового излучения происходит дальнейшее отклонение компонентов плазмы от термодинамического равновесия за счет изменения состояния химически активных носителей свободных спинов.

Further deviation of plasma components from thermodynamic balance in expense of free spins active carriers condition changes occurs when increasing the velocity of chemical processes in plasma by means of simultaneous overstrike of external magnetic field and irradiation of laser and microwave radiation flows.

Физико-химическая активность плазмы известна более ста лет, но систематические исследования плазмохимических реакций начались лишь в конце 50-х годов. Широкое использование плазмы было обусловлено развитием новых технологий (например, для микроэлектроники требовалось получение полупроводниковых структур субмикронных размеров с применением плазмохимических процессов) [1]. В настоящее время низкотемпературная плазма широко используется в различных технологических процессах и в плазмохимии.

В газоразрядной плазме концентрация заряженных частиц (электронов, положительных и отрицательных ионов), достаточная для обеспечения квазинейтральности, поддерживается за счет ионизации атомов и молекул плазмообразующего газа столкновениями электронов, ускоряемых во внешнем электрическом поле, которое может быть постоянным (разряд постоянного тока) и переменным (высокочастотный, сверхвысокочастотный разряд и лазерный пробой), а из-за большого

различия в массах заряженных частиц энергию от внешнего поля приобретают преимущественно электроны. Их столкновения с частицами плазмообразующего газа приводят к ионизации (к образованию электрона и положительного иона). Условием стационарного существования плазмы является равенство скоростей образования и гибели заряженных частиц. Поскольку энергия ионизации молекулы превышает энергию возбуждения любых ее внутренних степеней свободы, то в плазме одновременно происходят постоянное образование вращательно-, колебательно- и электронно-возбужденных состояний молекул, в том числе и излучающих, а также их распад. Образовавшиеся под действием электронного удара частицы могут реагировать как между собой, так и с материалами, находящимися в контакте с плазмой.

Непрерывно приобретая энергию в электрическом поле, свободные электроны путем соударений передают ее атомам и молекулам. Из-за относительно низкой эффективности этой передачи возникает большая разница между поступательной энергией электронов и тяжелых частиц. Функция распределения электронов по энергиям в газоразрядной плазме может отличаться от максвелловской, что обуславливает важную особенность такой системы - ее неравновесность. При этом электроны нельзя характеризовать таким параметром, как температура, так как она начинает зависеть от состава газовой фазы и напряженности электрического поля. Если пересчитать среднюю энергию электронов в соответствующие тепловые единицы, то типичные значения "температуры" электронов составят 30000-100000 К. При этом температура, соответствующая поступательной энергии тяжелых частиц, (атомов, ионов и радикалов) может быть близка к комнатной. Поэтому газоразрядную плазму низкого давления называют низкотемпературной. Сочетание низкой газовой температуры с высокой химической активностью делают такую плазму перспективным инструментом для обработки нетермостойких материалов (например, полимеров).

Рассмотрим некоторые закономерности плазменных систем. Низкотемпературная плазма является источником заряженных частиц с концентрацией от 10^{10} до 10^{17} см⁻³, тяжелых частиц, возбужденных по внутренним степеням свободы (содержание в плазме от долей до десятков процентов), высокоэнтальпийного (до единиц МДж/моль) газового потока (скорости плазменных струй достигают несколько км/с), мощного светового излучения с регулируемыми спектральными характеристиками.

Низкотемпературная плазма является многокомпонентной системой, содержащей ионы, электроны, атомы (радикалы). Например, для создания математической модели плазмохимических процессов в смеси CO₂ : N₂ : He учитывалось около 300 реакций для 67 компонентов плазмы [2]. Значительная часть из этих частиц являются радикалами. Нейтральная парамагнитная компонента плазменной системы (атом, молекула) при

возбуждении одного из электронов на вышележащий энергетический уровень (электронное возбуждение), также может превратиться в радикал. Электронные переходы можно осуществлять, например, путем облучения потоком резонансного излучения перестраиваемого по длинам волн лазера.

Внутренняя энергия молекулы формируется из суммы электронной E_e , колебательной E_v и вращательной E_R энергией. Соотношение этих энергий выражается через массы электрона и молекулы

$$E_e : E_v : E_R = 1 : \sqrt{m/M_a} : m/M_a,$$

где m – масса электрона, M_a – масса атома.

В случае термодинамического равновесия формула Саха является выражением, показывающим отношение концентраций (количества) ионов, электронов и атомов в плазме

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = \frac{j_i j_e}{j_a} \frac{\exp(-I/T)}{I_B^3},$$

где $\lambda_B = (2 \pi \hbar)^{0,5} / (m T)^{0,5}$ – длина волны де Бройля, I – энергия ионизации, T – температура, j – статистические веса и n – концентрации ионов, электронов, атомов.

С неравновесностью низкотемпературной плазмы связано одна ее особенность. Известно, что в химической реакции принимают участие не все частицы, а только те, энергия которых (поступательная или внутренняя) превышает определенную величину (энергию активации реакции). В равновесных условиях тепловая энергия статистически распределяется по всем степеням свободы частиц в соответствии с законом Максвелла-Больцмана, согласно с которым, все резервуары энергии частиц, даже не принимающие непосредственного участия в целевой химической реакции, получают энергию. Поэтому доля возбужденных состояний частиц, которые являются наиболее реакционноспособными, всегда меньше, чем доля частиц в основных состояниях. По этой причине энергетическая эффективность химических реакций (отношение энергии, затрачиваемой на осуществление реакции, к полной) является невысокой.

Разработаны методы интенсификации плазмохимических процессов, достигаемых за счет увеличения степени ее неравновесности.

В неравновесных условиях имеется возможность селективного направления значительной части потока энергии для активации нужных компонентов химически реагирующей системы. Сказанное справедливо для всех неравновесных систем, например радиационных и фотохимических. В низкотемпературной газоразрядной плазме такое управление возможно путем выбора соответствующих внешних ее параметров. На рис. 1 представлены графики распределения энергии, затрачиваемые электронами на возбуждение различных состояний в плазме кислорода. Эти доли являются функцией приведенной напряженности электрического поля E/N (E – напряженность поля, N –

суммарная концентрация частиц плазмы). Величина E/N обратно пропорциональна давлению.

При высоких давлениях газовой смеси основная часть энергии расходуется на возбуждение колебательных состояний молекулы (например, в газоразрядной плазме O_2), а при низких - на возбуждение электронных уровней. Такая ситуация является типичной для всех молекулярных плазмообразующих газов, что позволяет реализовать концентрации химически активных частиц гораздо более высокие, чем наблюдались бы при такой же газовой температуре в равновесных условиях. Например, в плазме воздуха и азота при газовых температурах $\sim 300-400$ К реализуются такие концентрации колебательно-возбужденных молекул N_2 основного электронного состояния, которые могут быть достигнуты в условиях равновесия при температурах $5000-10000$ К.

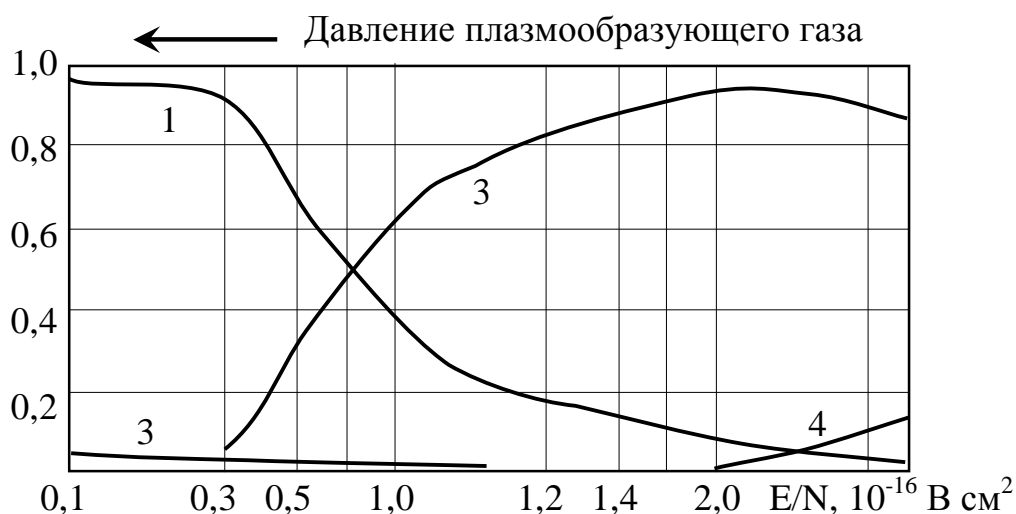


Рис. 1. Доли энергии, затрачиваемые электронами, на возбуждение различных состояний O_2 в низкотемпературной плазме кислорода: 1 – колебательных уровней, 2 – электронных уровней, 3 – упругих столкновений (нагрев газа) и возбуждение вращательных уровней, 4 – ионизации молекул

Для разрядов пониженного давления, широко применяющихся в плазменных технологиях [3], наблюдается отрыв колебательной и поступательной температур молекул [4]. В низкотемпературной плазме колебательно-возбужденные молекулы оказывают существенное влияние на скорости практически всех элементарных процессов с участием молекул [5]. Поэтому становится возможным селективное управление скоростями плазмохимических реакций [6].

Для ряда молекулярных газов, используемых в качестве плазмообразующего, при температуре электронов 1 эВ основная доля разрядного энерговклада ($70-95\%$) локализуется на возбуждении колебательных степеней свободы основных электронных состояний

молекул [5]. Поэтому высокоэффективный плазмохимический процесс не может происходить минуя стадию колебательного возбуждения. Относительно малая скорость VT-релаксации при низких поступательных температурах позволяет при надлежащем выборе степени ионизации и удельного энерговклада расходовать основную долю накопленной колебательной энергии на осуществление химического процесса [6].

При столкновениях электронов с молекулами прямое возбуждение вращательных уровней, связанное с передачей энергии электрона на вращение, малоэффективно ввиду малости массы электрона [4]. Величины сечений вращательного возбуждения в диапазоне энергий электронов 10^{-6} – 10^{-1} эВ для гомоядерных молекул достигает 10^{-17} см², а для гетероядерных – 10^{-16} см².

Более эффективно возбуждение и девозбуждение вращательных уровней при столкновениях молекул с тяжелыми частицами. В этом случае при любом столкновении в направлении, не совпадающем с осью молекулы, возможна передача большей части поступательной энергии тяжелых частиц на вращение.

Управление механизмами образования и гибели возбужденных и заряженных частиц для влияния на кинетику и значения скоростей химических реакций в неравновесной плазме имеет большое значение. При этом, принято считать, что возбуждение электронных состояний в результате столкновений молекул в основном электронном состоянии с электронами не приводит к существенному искажению распределения заселенностей вращательных уровней, что связано с правилами отбора для переходов между электронными уровнями: $\Delta j = \pm 1$.

Однако детальное исследование этого вопроса [4] показывает, что правила отбора не являются строгими. Из-за этого происходит заметное искажение равновесного распределения по возбужденным уровням при $k_B T_{ep} \leq hB_e / c$ где k_B - постоянная Больцмана, $T_{вр}$ - вращательная температура, h - постоянная Планка, c - скорость света, B_e – вращательная постоянная молекулы.

В противоположном случае $k_B T_{ep} \geq hB_e / c$ нарушение правил отбора не приводит к заметным отклонениям от равновесного распределения по вращательным уровням и в короткоживущих возбужденных состояниях.

Функции распределения (ФР) частиц в плазме по возбужденным электронным уровням целиком определяются механизмами образования и дезактивации возбужденных частиц. Они являются равновесными больцмановскими только в случаях, когда скорости возбуждения и дезактивации уровней либо только электронным ударом, либо только при соударениях с тяжелыми частицами значительно превышают скорости других процессов, а ФР возбуждающих частиц (электронов или тяжелых частиц соответственно) являются максвелловскими.

В неравновесной низкотемпературной плазме значительные отличия от равновесных значений могут наблюдаться для концентраций электронно- и колебательно-возбужденных частиц. Нескольких порядков величины могут достигать отклонения от равновесных значений концентраций быстрых электронов из-за неравновесности их функции распределения по скоростям.

Новая область современной химии - спиновая химия, учитывает динамику угловых моментов (спинов) электронов и ядер в химических реакциях. Спиновая химия основана на фундаментальном законе: спин электронов и ядер в адиабатических химических реакциях строго сохраняется. Разрешены только те химические реакции, которые не требуют изменения спина (все химические реакции являются селективными по состояниям спинов - они разрешены только для таких спиновых состояний реагентов, у которых полный спин одинаков со спином продуктов, и полностью запрещены, если спин реагентов не равен спину продуктов) [7]. Поэтому химическими реакциями управляют два фундаментальных фактора - энергия и спин.

В отличие от запрета по энергии (он появляется, когда энергия реагентов меньше энергетического барьера реакции), который реакция умеет преодолевать через туннелирование под барьером, запрет по спину непреодолим. Однако, при более строгом рассмотрении (с учетом всех закономерностей атомной физики и квантовой химии) процесса формирования молекулярной орбитали оказывается, что условие превышения энергии над пороговой является необходимым, но недостаточным условием для образования новой молекулы.

Между тем, магнитные взаимодействия между спиновыми носителями и внешним магнитным полем способны преобразовать спин-запрещенные (нереакционноспособные) состояния реагентов (например, радикальных пар) в состояния спин-разрешенные (реакционноспособные). Будучи ничтожно малыми по энергии, магнитные взаимодействия могут переключать каналы реакции: открыть закрытые каналы и, напротив, закрыть открытые (разрешенные) - в зависимости от стартового состояния реагентов. Проявляется магнитный сценарий химической реакции.

Будучи селективными по электронному спину, химические реакции между спиновыми носителями (радикалами, парамагнитными ионами и молекулами) селективны также и по ядерному спину. Если электронная и ядерная спиновые подсистемы связаны фермиевским сверхтонким взаимодействием (СТВ), то ядерная подсистема влияет на поведение электронной подсистемы и изменяет химическую реакционную способность спиновых носителей между собой. Ядерно-спиновая селективность обеспечивает различие в скоростях спин-селективных реакций радикалов (или других спиновых носителей) с магнитными и немагнитными ядрами (ядер разных изотопов). Это явление получило

называние магнитного изотопного эффекта (МИЭ). Это открытие по значимости равно открытию классического изотопного эффекта, а по масштабу - значительно его превосходит. Например, коэффициенты однократного изотопного разделения массового и магнитного изотопного эффектов имеют следующие значения соответственно

$$^{13}\text{C}/^{12}\text{C} - 1,055/1,644;$$

$$^{17}\text{O}/^{16}\text{O} - 1,021/1,08;$$

$$^{29}\text{Si}/^{28}\text{Si} - 1,013/1,081;$$

$$^{33}\text{S}/^{32}\text{S} - 1,008/1,017;$$

$$^{73}\text{Ge}/^{72}\text{Ge} - 1,002/1,007.$$

Эффективность МИЭ определяется величинами магнитного поля, температуры, молекулярной и химической динамики, а также исходного спинового состояния реагентов. Магнитный изотопный эффект приводит к разделению магнитных и немагнитных изотопов в химических, биохимических, геохимических и космических процессах.

Рассмотрим столкновение двух случайных радикалов, которые зарождаются по отдельности вдали друг от друга (диффузионные радикальные пары). В этом случае спиновое состояние пары сталкивающихся радикалов случайно. Часть таких пар имеют синглетное, а часть - в триплетное состояния. Радикальная пара может появиться в одном из трех своих спиновых состояний T^- , T^0 и T^+ . Как видно из рис. 2, для перехода из T^- и T^+ состояний в синглетное состояние необходимо, чтобы один из радикалов изменил направление проекции магнитного момента на противоположное (переворот на 180°). Для перехода из T^0 в синглетное состояние необходимо, чтобы синфазная прецессия спинов превратилась в противофазную. Для определения скорости триплет-синглетной эволюции необходимо учитывать вероятность всех трех переходов: $T^- \rightarrow S$, $T^0 \rightarrow S$ и $T^+ \rightarrow S$. Однако, наибольший вклад вносит переход, при котором энергия системы изменяется меньше всего. В магнитном поле энергия T^- и T^+ состояний пропорциональна напряженности магнитного поля, а энергия состояний S и T^0 не зависит от напряженности поля.

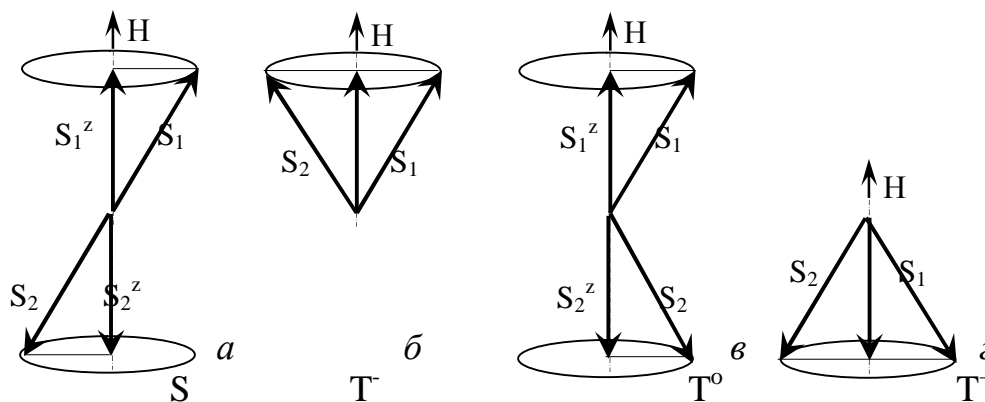


Рис. 2. Схемы прецессии спинов в магнитном поле

Пусть столкновение радикалов происходит при наложенном на систему внешнем магнитном поле. На рис.2, *a* схематически изображены радикалы, проекции магнитного момента которых оказались при встрече направленными в различные стороны, причем прецессия этих радикалов происходит в противофазе. В этом случае как суммарный спин системы двух радикалов, так и суммарная проекция их магнитных моментов оказывается равной нулю. Говорят, что такая радикальная пара находится в синглетном состоянии, в котором возможна реакция рекомбинации.

Суммарный спин пары радикалов, приведенных на рис. 2, *б, в, г*, равен единице. На рис. 2, *в* проекции магнитных моментов радикалов направлены в различные стороны и суммарная проекция равна нулю. Однако прецессия спинов происходит синфазно (и в одном направлении), и, таким образом, суммарный спин системы равен 1. На рис. 2, *б*, проекции

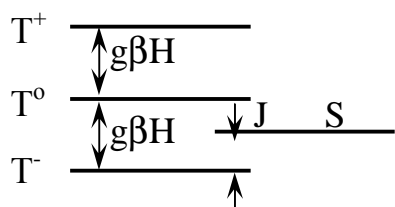


Рис. 3. Схема уровней энергии различной мультиплетности

магнитных моментов обоих радикалов направлены по направлению внешнего магнитного поля, а на рис. 2, *г* - против внешнего поля. Таким образом, при случайной встрече радикалов реализуется один из четырех вариантов спинового состояния пары: синглетное состояние S ($s=0, m_s=0$) и три триплетных состояния T^+, T^0, T^- ($s=1, m_s = -1, 0, 1$). В результате только 1/4 числа

столкновений может привести к протеканию реакции рекомбинации, а 3/4 числа столкновений могут привести только к протеканию других конкурирующих с целевым процессом реакций.

Качественная картина расположения энергетических уровней электронов двух взаимодействующих радикалов во внешнем магнитном поле показана на рис. 3 [8].

Следовательно, наибольший вклад в процесс триплет-синглетной эволюции вносит процесс перехода из T^0 состояния, энергия которого отличается от энергии синглетного состояния на небольшую величину энергии обменного взаимодействия J .

Из рис. 4 видно, что для осуществления $T \rightarrow S$ перехода разность фаз между прецессирующими спинами через некоторое время должна достигнуть величины 180° .

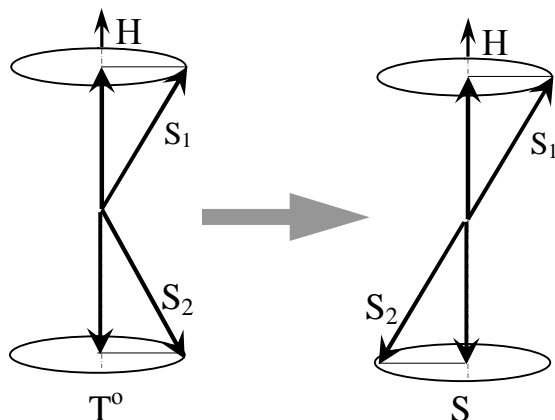


Рис. 4. Схемы прецессии спинов в магнитном поле

Такая разность фаз может накопиться, только если два спина будут прецессировать с различными частотами. Частота прецессии каждого спина соответствует частоте соответствующего ЭПР перехода. Таким образом, она может быть записана в виде

$$w_1 = \hbar^{-1} g_1 bH ,$$

$$w_2 = \hbar^{-1} g_2 bH ,$$

где w_1 и w_2 - частоты прецессии первого и второго спинов, b - магнетон Бора, g_1 и g_2 - g-факторы двух радикалов.

Отсюда время триплет-синглетной эволюции радикальной пары

$$t_{TS} = \frac{p}{w_1 - w_2} = \frac{\hbar p}{(g_1 - g_2)bH} . \quad (1)$$

Видно, что скорость перехода триплетного состояния в синглетное тем больше, чем больше разность g-факторов радикалов в радикальной паре. Такой механизм спиновой эволюции называется Δg -механизмом. Из приведенной формулы также видно, что скорость спиновой эволюции зависит от напряженности магнитного поля. С учетом возможности спиновой конверсии всех трех триплетных спиновых состояний эта зависимость имеет более сложный характер, чем это предполагает формула (1). Таким образом, магнитное поле способно изменить направление химических превращений, которые определяются спиновым состоянием реагентов.

Кроме Δg -механизма известен еще один механизм, приводящий к изменению частоты прецессии спинов. Это механизм сверхтонкого взаимодействия (СТВ-механизм). Этот механизм может играть роль, если радикалы в радикальной паре имеют в своей структуре магнитные ядра. Спин ядра создает дополнительное магнитное поле в области локализации неспаренного электрона. Частота прецессии электронного спина его изменяется из-за наложения этого дополнительного поля. Пусть один из радикалов пары имеет в своей структуре магнитное ядро с ядерным спином 0,5. При обычных температурах у половины таких радикалов проекция магнитного момента ядра направлена по направлению внешнего магнитного поля (w_1'), а у половины радикалов - против этого направления (w_1''). Частота прецессии для этих радикалов будет составлять

$$w_1' = \mathbf{h}^{-1}(g_1 bH + 0,5a),$$

$$w_1'' = \mathbf{h}^{-1}(g_1 bH - 0,5a),$$

где a - энергия сверхтонкого взаимодействия.

Разность частот прецессии спинов двух электронов, которая приводит к спиновой конверсии радикальной пары составляет

$$w_1 - w_2 = \mathbf{h}^{-1}(g_1 bH - g_2 bH \pm 0,5a) = \mathbf{h}^{-1}(\Delta g bH \pm 0,5a). \quad (2)$$

Таким образом, в такой радикальной паре скорость спиновой конверсии определяется одновременно Δg - и СТВ- механизмами. Видно, что она зависит от направления ядерного спина в магнитном поле (знаки “+” и “-“ в формуле (2)). Таковы особенности взаимодействия двух спиновых носителей в растворах реагирующих систем.

В газовых и плазменных условиях время взаимодействия двух частиц, между которыми возможно образование химической связи, составляет 10^{-13} с. При этом время конверсии спинового состояния радикальной пары не менее 10^{-8} с [8]. Поэтому в газовых условиях за время взаимодействия двух частиц не происходит изменения их спинового состояния. В равновесном спиновом состоянии 75% сталкивающихся пар радикалов будут находиться в триплетном состоянии, а 25% - в синглетном, способном к образованию химической связи (при наличии достаточной энергии для преодоления потенциального барьера).

В случае термодинамического равновесия во внешнем магнитном поле спины в образце заселяют два состояния (по направлению внешнего поля и против) в соответствии с распределением Максвелла-Больцмана [8]. За счет облучения потоком СВЧ излучения можно поддерживать спины радикалов на более энергетических состояниях (при этом опустошаются нижние состояния).

Известны два линейных механизма бесстолкновительного поглощения волн в плазме - циклотронное затухание и затухание Ландау [9]. Затухание Ландау существенно для волн, фазовая скорость которых близка к тепловой скорости заряженных частиц. Для большинства экспериментов по взаимодействию микроволновых волн с низкотемпературной плазмой этот критерий выполняется для так называемых плазменных волн, распространение которых возможно лишь при ненулевой температуре (при приближении температуры к нулю их показатель преломления обращается в бесконечность). Поэтому только плазменные волны могут эффективно поглощаться вне области циклотронных резонансов. В однородной плазме возбуждаемые извне электромагнитные волны не связаны с плазменными, они распространяются независимо друг от друга. В реальной, неоднородной плазме может возникнуть связь между этими волнами, если в плазме имеется область, в которой показатели преломления двух волн близки. В таких условиях может происходить трансформация падающей на плазму извне электромагнитной волны в плазменную волну, которая

эффективно поглощается.

В случае парамагнитного резонанса радикалов (при помещении плазменной системы во внешнее магнитное поле) в результате поглощения излучения микроволнового диапазона происходит опустошение уровня нижнего энергетического уровня (состояния T^-) и заселения T^0 и T^+ состояний с большей энергией. Следовательно, число спиновых носителей, способных к формированию химической связи, увеличивается за счет уменьшения вероятности заселения T^- .

В основе спиновой химии лежит манипулирование электронными и ядерными спинами. Ясно, что при отклонении от равновесного спинового состояния радикалов соотношение между долями молекул способными и не способными к формированию химической связи изменяется. Резонансное микроволновое излучение стимулирует триплет-синглетную конверсию радикальных пар (или пар других спиновых носителей) и изменяет относительную долю выхода химических продуктов. Таким образом, путем формирования в плазменных условиях неравновесного распределения по направлениям спинов радикалов можно управлять соотношением скоростей химических реакций между радикалами.

Заключение

Таким образом, кроме традиционных и используемых практически повсеместно методов интенсификации плазмохимических процессов, существует возможность управления такими процессами путем одновременного наложения внешнего магнитного поля и облучением потоками лазерного и микроволнового излучения. При этом происходит увеличение степени неравновесности плазмохимической системы за счет дополнительного формирования неравновесного состояния химически активных спиновых носителей.

Список литературы

1. Рыбкин В.В. Низкотемпературная плазма как инструмент модификации поверхности полимерных материалов // Химия. – 2000. - С.58-63
2. Данилов М.Ф., Малинин А.Н. исследование характеристик несамостоятельного разряда атмосферного давления в смеси $CO_2:N_2:He$ с примесями кислорода и воды // ЖТФ. – 1998. – Т.68. - №5.
3. Автаева С.В., Новичкова Е.Г. Исследование колебательного возбуждения молекул азота в ВЧЕ разряде магнетронного типа в смеси аргона с воздухом // Вестник КРСУ. 2002. - №2
4. Словедкий Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980. – 313с.
5. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. - М.: Наука, 1982.
6. Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. - М.: Наука, 1984.
7. Бучаченко А.Л. Химия на рубеже веков: свершения и прогнозы // Успехи химии. – 1999. – Т.68. - №2

8. Воробьев А.Х. Лекции по теории элементарного акта химических реакций в конденсированной фазе. Москва. 2000
9. Голант В.Е, Пиля А.Д. Линейная трансформация и поглощение волн в плазме // Успехи физических наук. 1971. – Т.104. – В.3. – С.413-457

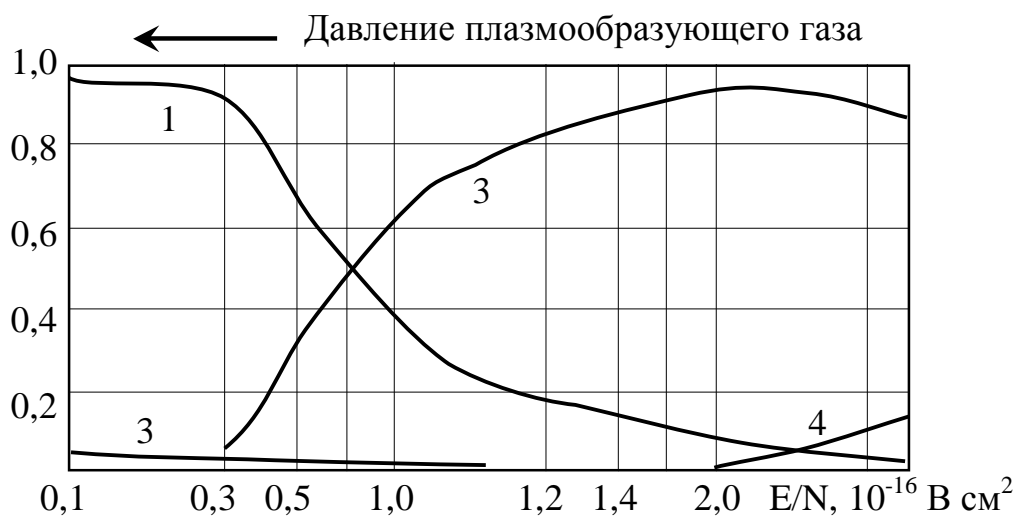


Рис. 1. Доли энергии, затрачиваемые электронами, на возбуждение различных состояний O_2 в низкотемпературной плазме кислорода: 1 – колебательных уровней, 2 – электронных уровней, 3 – упругих столкновений (нагрев газа) и возбуждение вращательных уровней, 4 – ионизации молекул

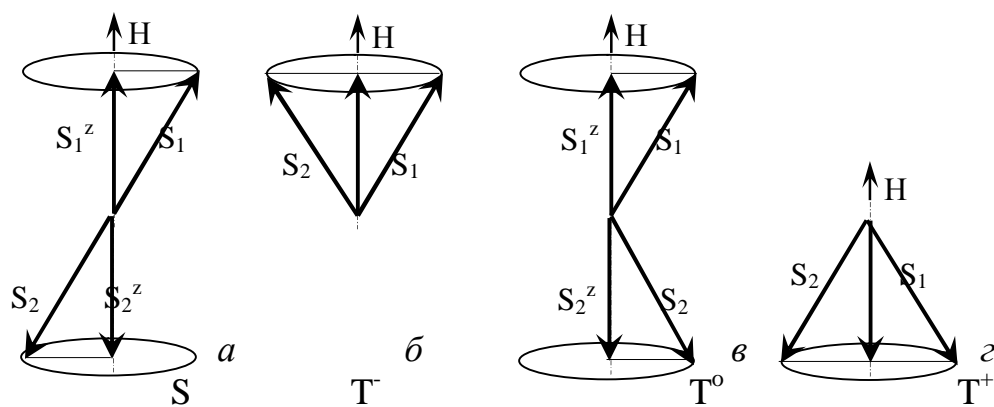


Рис. 2. Схемы прецессии спинов в магнитном поле

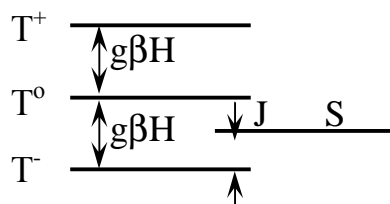


Рис. 3. Схема уровней энергии различной мультиплетности

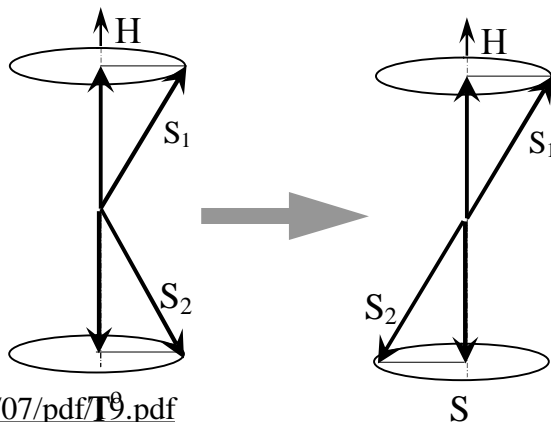


Рис. 4. Схемы прецессии спинов в