

УДК 543.42

К ВОПРОСУ О КОГЕРЕНТНОМ СПОНТАННОМ ИЗЛУЧЕНИИ МОЛЕКУЛ

А. Ф. Крупнов, М. Ю. Третьяков

Рассматривается управление направлением когерентного спонтанного излучения молекул и применение этого эффекта в спектроскопии.

Когерентное спонтанное излучение молекул [1] (или излучение «молекулярного звона», «свободного распада индукции») использовалось в пучковых лазерах [2], микроволновых [3, 4] и оптических [5, 6] спектрометрах. До последнего времени было принято считать, что когерентное спонтанное излучение имеет то же направление и ту же частоту, что и излучение, возбуждившее молекулы [1-5]. Недавно появились работы [7-9], в которых указано на то, что когерентное излучение наблюдается и в направлении, противоположном возбуждающей бегущей волне, когда наведенная бегущей волной поляризация пространственно модулируется по амплитуде достаточно мощной стоячей волной того же излучения. Излучение поляризации при этом происходит на частотах, отличных от частоты возбуждающего поля. В этих статьях рассмотрен и механизм этого явления.

Цель настоящей заметки — указать некоторые другие методы пространственной модуляции амплитуды поляризации, а также возможность управления направлением когерентного излучения возбужденных полем молекул в более широких пределах изменением фазы поляризации, например, штарковским импульсом. Рассмотренные в статье явления могут быть использованы для улучшения параметров спектрометров, использующих когерентное излучение молекул, возбужденных полем.

Рассмотрим вначале механизм излучения поляризации «назад» при ее амплитудной модуляции, способы создания такой модуляции, а также пути применения этого явления в спектрометрах. Известно (см., например, [10]), что появление пространственных гармоник поляризации приводит к появлению излучения ее в соответствующие моды электромагнитного поля. Специфическим в настоящем рассмотрении является случай возбуждения поляризации при субдоплеровской ширине линии в газе, при котором возбуждение селективно по скоростям молекул, а релаксация поляризации происходит достаточно медленно. В этом случае, например, возбуждение газа излучением одной частоты может приводить к появлению отклика на нескольких частотах (соответствующих нескольким компонентам спектральной линии внутри доплеровского профиля), возможен перенос поляризации движущимися молекулами на расстояния, много большие длины волны, что позволяет управлять поляризацией между пространственно-разделенными областями возбуждения и излучения молекул и т. д.

Рассмотрим однородный газ двухуровневых молекул с частотой перехода ω_0 , облучаемый плоской волной

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos(\omega_c t - kz). \quad (1)$$

Давление газа полагаем достаточно малым, чтобы однородная ширина линии $\Delta\omega_0$ была меньше доплеровской. Тогда, как известно, поле излучения будет эффективно взаимодействовать лишь с молекулами, скорости v_z которых находятся в интервале $\delta v_z = \Delta\omega_0/k$ вокруг средней скорости, определяющейся условием $kv_z = \omega_c - \omega_0$. Переходя в систему координат, движущуюся вместе с молекулами $z' = z - v_z t$, и учитывая, что в этой системе координат частота возбуждающего поля равна $\omega'_c = \omega_c - kv_z$, получим в движущейся системе координат выражение для поляризации, наводимой за время $\tau \ll 2\pi/\Delta\omega_0^*$:

$$P' = P'_1 \sin(\omega'_c t - kz') + P'_2 \cos(\omega'_c t - kz'), \quad (2)$$

где $P'_1 = (d^2 \mathcal{G}_0 / \hbar \Omega') N(v_z) \sin \Omega' t$, $P'_2 = -(2d^2 \mathcal{G}_0 / \hbar \Omega') (\Delta' / \Omega') N(v_z) \times \sin^2(\Omega' t/2)$, d — матричный элемент дипольного момента перехода, $N(v_z)$ — число молекул, эффективно взаимодействующих с полем (с учетом максвелловского распределения по скоростям), $\Delta' = \omega'_c - \omega_0$, $(\Omega')^2 = (\Delta')^2 + (d\mathcal{G}_0/\hbar)^2$. Поле E , излучаемое этой поляризацией (2), находится, как обычно, из решения уравнений Максвелла, и, очевидно, поляризация (2) возбудит волну излучения, бегущую в том же направлении:

$$E' = -2\pi kL [P'_1 \cos(\omega'_c t - kz') - P'_2 \sin(\omega'_c t - kz')] \quad (3)$$

(где L — размер среды по оси z), которая при переходе в лабораторную систему координат (подстановкой z' и ω'_c) будет иметь ту же частоту, что и частота излучения, поляризовавшего молекулы, что и приводит к обычному выводу [1-5], справедливому для однородной среды. Положение меняется в случае среды неоднородной. Рассмотрим это на примере импульсного спектрометра с разделением процессов возбуждения и излучения молекул во времени (также в субдоплеровском режиме). Пусть молекулы возбуждаются полем вида (1), включаемым на время τ . Будем считать, что амплитуда возбуждающего поля и длительность импульса подобраны так, что возбуждение молекул близко к оптимальному («сверхизлучающему состоянию»). Устраним теперь после окончания возбуждающего импульса поляризацию молекул в слоях протяженностью $\lambda/4$ и отстоящих друг от друга также на $\lambda/4$, т. е. зададим начальные условия так, что $P'_m = P' \Pi(z')$, где $\Pi(z')$ — форм-фактор, имеющий вид меандра с периодом $\lambda/2$, который можно аппроксимировать как $\Pi(z') \approx 0,5 + 0,5 \cos 2kz'$. Такой модуляции поляризации можно добиться расфазировкой части молекул импульсом электрического поля, приложенного, как это делалось в работе [6], к системе периодически расположенных рамок с натянутыми проволочками, переводом молекул на другой энергетический уровень путем облучения более коротковолновым источником и т. д. Важно отметить, что такая однажды созданная пространственная структура будет сохраняться (т. е. переноситься движущимися с одной и той же скоростью v_z молекулами), и легко убедиться, что поляризация P'_m будет иметь составляющую вида

$$P^+ = (1/2) [P'_1 \sin(\omega'_c t + kz') + P'_2 \cos(\omega'_c t + kz')], \quad (4)$$

соответствующую возбуждению волны излучения «назад». Для излучения «назад», однако, переход к лабораторной системе координат даст частоту, уже отличающуюся от частоты возбуждающего излучения:

$$E^+ = -2\pi kL \{ P_1 \cos[(\omega_c - 2kv_z)t + kz] - P_2 \sin[(\omega_c - 2kv_z)t + kz] \}. \quad (5)$$

* Методы расчета поляризации изложены, например, в [11].

Именно, частота излучения $\omega_{\text{и}}$ будет отличаться от частоты возбуждающего излучения на величину удвоенного доплеровского сдвига $\omega_{\text{и}}(E^+) = \omega_{\text{с}} - 2kv_z = 2\omega_0 - \omega_{\text{с}}$. При наличии внутри доплеровской линии, например, двух компонент с резонансными частотами ω_{01} и ω_{02} поляризующее молекулы излучение будет взаимодействовать уже с двумя группами молекул, «резонансные» скорости которых определяются как $kv_z^i = \omega_{\text{с}} - \omega_{0i}$, и излучение «назад» при возбуждении одной частотой и при создании одной начальной пространственной модуляции поляризации будет происходить на двух частотах $2\omega_{01} - \omega_{\text{с}}$ и $2\omega_{02} - \omega_{\text{с}}$, отличающихся на $\Delta\Omega = 2(\omega_{01} - \omega_{02})$, что и создает возможность такого рода спектроскопии внутри доплеровской линии. Разрешающая сила при этом, разумеется, будет определяться однородной шириной линии, которая, в свою очередь, ограничена временем пролета области размером порядка L , так что $\Delta\omega_0 \gtrsim 2\pi v_T/L$. На «пространственном языке» условие разрешения соответствует расхождению двух движущихся с разной скоростью структур на длине L на расстояние порядка пространственного периода $\lambda/2$. Получение отклика от молекул, являющегося полезным сигналом спектрометра, в другом направлении и на другой частоте по сравнению с возбуждающим излучением, разумеется, может способствовать более успешному отделению полезного сигнала от последнего, что является одной из основных проблем в микроволновых спектрометрах [12]. Использование излучения «назад» может, например, помочь избавиться от применяющихся (см. [4]) СВЧ переключателей, защищающих приемник спектрометра от перегрузки мощным импульсом возбуждающего излучения и отпирающих приемник после окончания импульса для приема излучения от возбужденных молекул, которое в [4] имеет то же направление, что и возбуждающее излучение. Известно, что создание таких переключателей с достаточно высокими параметрами затруднено в коротком миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. В непрерывных спектрометрах с пространственным разделением областей возбуждения и излучения молекул типа [12] получение излучения «назад» также позволяет легче выделить полезный сигнал от спектральных линий. «Амплитудная модуляция» поляризации может осуществляться при этом перегородками размером $\lambda/4$, расположенными с периодом $\lambda/2$ между областями возбуждения и излучения молекул [13].

Управление направлением когерентного излучения молекул, возбужденных полем, можно осуществить также фазовой модуляцией поляризации. Очевидно, что направление излучения поляризации, наведенной полем источника, определяется зависимостью фазы наведенной поляризации от координат $P = P_0 \sin[\varphi(\omega, t, x, y, z)]$, которая в частном случае $\varphi = \omega t - kz$ дает совпадение направлений возбуждающей волны (1) и волны поляризации. Зависимость фазы от координат у поляризации молекул можно изменять, например, приложением соответствующего штарковского импульса после действия поляризующего газ излучения. Штарковское поле меняет расстояние между рассматриваемыми уровнями молекул и, таким образом, частоту ω_0 на величину $\Delta\omega$ на время действия импульса. Тогда суммарная фаза поляризации равна $\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi$, где добавка к фазе будет иметь вид $\Delta\varphi = \Delta\omega(x, y, z)\tau$, где τ — длительность штарковского импульса. Это и позволяет в принципе управлять направлением излучения поляризации. Действительно, выбирая для случая $\varphi_0 = \omega t - kz$ добавку фазы в виде $\Delta\varphi = 2kz$, получим, что излучение поляризованного газа будет происходить в сторону, противоположную направлению распространения возбуждающего излучения, добавка фазы вида $\Delta\varphi = kz - kx$ приведет к излучению «вбок», по оси x , и т. д. для любого заданного направления.

Соответствующую зависимость добавки фазы от координат можно создавать, используя, например, определенную конфигурацию штарков-

ских электродов. Предположим, что уровни испытывают линейный штарк-эффект $\omega = \omega_0 + \kappa E$. Тогда, приравнявая добавку к фазе, имеющую вид $\Delta\varphi = \kappa E(x, y, z)t$, нужному закону изменения (например, $\Delta\varphi = 2kz$) получим зависимость E от координат, которая, например, для прямоугольного импульса поля E длительностью τ имеет вид $E = 2kz/\kappa\tau$, что и определяет нужную конфигурацию электродов. Возможны, по-видимому, и другие способы управления фазой поляризации. Управление направлением излучения, представляющего собой полезный сигнал спектрометров, как уже говорилось, предоставляет дополнительные возможности для отделения полезного сигнала от мешающего фона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dicke R. H. — Phys. Rev., 1954, 99, p. 93.
2. Ораевский А. Н. Молекулярные генераторы. — М.: Наука, 1964.
3. Dicke R. H., Romer R. H. — Phys. Rev., 1954, 99, p. 532.
4. Ekkers J., Flygare W. H. — Rev. Sci. Instr., 1976, 47, p. 448.
5. Chebotayev V. P. — Appl. Phys., 1978, 15, p. 219.
6. Newell G., Dicke R. H. — Phys. Rev., 1951, 81, p. 979 A.
7. Chebotayev V. P. Laser Spectroscopy./Ed. Walther H., Rothe K. W.— В.— Н.— N. Y.: Springer-Verlag, 1979, 4.
8. Беляев М. В., Василенко Л. С., Скворцов М. Н., Чеботаев В. П. — Письма в ЖТФ, 1980, 6, с. 240.
9. Василенко Л. С., Скворцов М. Н., Чеботаев В. П. — Письма в ЖТФ, 1978, 4, с. 1120.
10. Лэмб У. — В сб.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика. — М.: Мир, 1966, с. 281.
11. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. — М.: Наука, 1975.
12. Крупнов А. Ф. — Вестник АН СССР, 1978, № 7, с. 18
13. Крупнов А. Ф., Третьяков М. Ю. Заявка на изобретение № 2944572/18-09 от 20 июня 1980 г. Положительное решение от 27 мая 1981 г.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
2 апреля 1980 г.,
после переработки
12 августа 1981 г.

TO THE PROBLEM OF COHERENT SPONTANEOUS RADIATION OF MOLECULES

A. F. Krupnov, M. Yu. Tretyakov

A control is considered of the direction of the coherent spontaneous radiation of molecules and the application of this effect in the spectroscopy.

Аннотации депонированных статей

УДК 550.388.2

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ДИАГНОСТИКИ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

В. Б. Иванов, А. А. Трухан, Г. В. Хазанов

Методом численного решения дисперсионного уравнения исследуется спектр собственных электронных колебаний магнитоактивной плазмы для потенциальных волн, распространяющихся под углом к магнитному полю. Показана принципиальная возможность диагностики ионосферной плазмы на основе анализа электронной компоненты спектра некогерентного рассеяния радиоволн на потенциальных волнах.

Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 5309-81. Деп. от 19 ноября 1981 г.