

О полном разделении изотопов в фотохимических процессах

УДК 621.039.335

Ю. Г. БАСОВ

В настоящей работе проанализированы аспекты полного разделения изотопов в однократном фотохимическом процессе и рассмотрено воздействие монохроматического светового излучения на бинарную изотопную смесь. Применение лазеров для разделения пока затруднено вследствие того, что длины волны излучения оптических квантовых генераторов имеют определенные значения, не совпадающие с полосами поглощения изотопов. Затруднения могут быть устранены, если использовать лазеры с плавной перестройкой частоты, соответствующей вакуумному ультрафиолетовому свету, для того чтобы энергия квантов света была достаточной для разрыва связей атомов в молекулах, подвергающихся облучению. Такая техническая задача пока не решена. Более универсальным является способ вырезания линии излучения ультрафиолетового источника света с помощью интерференционных фильтров.

Рассмотрим три случая воздействия монохроматического излучения на молекулы, полностью характеризующие процесс фотохимического разделения изотопов. Первый случай, когда молекулы, состоящие из одного изотопа, резонансно поглощают световое излучение, а контуры линий поглощения не накладываются друг на друга. Если при этом контуры линий испускаемого света и поглощения одного изотопа совпадают, то произойдет селективное возбуждение лишь одного изотопа, а следовательно, и стопроцентное разделение. Если же (второй случай) эти контуры будут совпадать частично, то также произойдет полное разделение, однако с меньшей скоростью, чем в первом случае. Когда контуры линий поглощения изотопов частично накладываются друг на друга (третий случай) при совпадении контуров линий испускаемого источника света и поглощения одного изотопа, то происходит неполное разделение. Для последнего случая получено выражение коэффициента разделения изотопов

$$\alpha = \frac{N_2 \Delta \nu_2 A_1}{N_1 \Delta \nu_1 (A_2 - B)}, \quad (1)$$

где N_1 и N_2 — концентрации изотопов; $\Delta \nu_1$ и $\Delta \nu_2$ — ширина полос на половине максимального значения

относительной их интенсивности; A_1 и A_2 — интегральные интенсивности естественных полос поглощения, равные площади их контуров для разделяемых изотопов; B — часть площади контура линии поглощения второго изотопа, не совпадающая с полосой испускаемого света (или с полосой поглощения первого изотопа).

Из формулы (1) видно, что при стремлении B к нулю α стремится к единице, а при стремлении B к A_2 $\alpha \rightarrow \infty$, т. е. происходит достижение полного разделения. Для более общего варианта, когда контур линии испускаемого света лишь частично накладывается на контуры линий поглощения как второго изотопа, так и первого, коэффициент разделения выразится таким образом:

$$\alpha = \frac{N_2 \Delta \nu_2 (A_1 - B_1)}{N_1 \Delta \nu_1 (A_2 - B_2)}, \quad (2)$$

где B_1 и B_2 — площади контуров линий поглощения первого и второго изотопов, не совпадающие с контуром линии облучаемого света.

У изотопов газообразного водорода H_2 и D_2 энергии диссоциации соответственно равны 4,780 и 4,823 эв. Следовательно, для полного разделения необходимо облучать смесь изотопов с каким-либо веществом, химически взаимодействующим с атомами или возбужденными молекулами водорода. Облучение осуществляется монохроматическим светом с длиной волны 2593,7 Å. При этом ширина полосы излучения должна быть не больше 23,1 Å в интервале 2570,6—2593,7 Å. Для изотопных молекул кислорода O_2^{16} и O_2^{18} при их энергии диссоциации 5,0636 и 5,0692 эв ширина линии излучения, резонансно поглощаемого O_2^{16} , не должна быть больше 0,0056 эв. Наиболее легко могут быть полностью разделены изотопные молекулы с большой разницей энергии диссоциации или возбуждения (например, изотопные смеси $H_2 - D_2$, $NH_3 - ND_3$ и т. д.).

(№ 613/6722. Поступила в Редакцию 27/XII 1971 г. Полный текст 0,3 а. л., 5 библиографических ссылок.)

Линейные ускорители электронов для радиационной дефектоскопии

В. М. ЛЕВИН, В. М. НИКОЛАЕВ, В. В. РУМЯНЦЕВ, Б. Н. ТРОНОВ

УДК 621.384.644:620.179.15

Рассмотрены вопросы проектирования и использования волноводных линейных ускорителей электронов (ЛУЭ) для радиационной дефектоскопии.

При просвечивании различных по плотности материалов большой толщины целесообразнее применять ускорители электронов на энергии от 4 до 20 Мэв. Дальнейшее повышение энергии, как правило, нежелательно. Сравнение эффективности существующих ЛУЭ, бетатронов и микротронов показало, что в указанном диапазоне энергий ЛУЭ имеют существенные преимущества. Интенсивность тормозного излучения ЛУЭ в десятки и сотни раз превышает интенсивность промышленных бетатронов [1]. Благодаря этому значи-

тельно сокращается время экспозиции при радиографии изделий большой толщины и увеличивается яркость свечения экрана при использовании методов радиационной интроскопии.

В таблице приведены основные технические характеристики некоторых линейных ускорителей, созданных различными фирмами специально для радиационной дефектоскопии и приспособленных для работы в условиях промышленных предприятий. Две модели таких ускорителей созданы в Научно-исследовательском институте электрофизической аппаратуры им. Д. В. Ефремова: ЛУЭ-15-1,5 и ЛУЭ-10-1. Интенсивность тормозного излучения на расстоянии 1 м от ми-

Лучевые ускорители электронов, применяемые для дефектоскопии

Модель ускорителя	Фирма, страна	Максимальная энергия, Мэв	Максимальная интенсивность тормозного излучения на расстоянии 1 м от мишени		Диаметр эффективного поля облучения на расстоянии 1 м от мишени, см	Длина диафрагмированного волновода, м	СВЧ-мощность на вход в ускоритель, Мвт	Средний ток на мишени, мкА	Диапазон регулировки энергии, Мэв	Диаметр фокусного пятна на мишени, мм	Вес подвижного блока излучателя, кг	Размеры подвижного блока излучателя, мм	Максимальная толщина просвечиваемой стали, мм **
			вт/м ² *	р/мин									
ЛУЭ-45-1,5 [2]	НИИЭФА, СССР	15/13	800/1500	10000/20000	300	2,5	7	100/285	5—15	2,5/4	5500	4500 × ×1500 × ×2000	500/535
ЛУЭ-10-1 [2]	То же	8—10	120—130	1800—2000	200	—	—	0—70	3—10	1,5—2	2000	2750 × ×1000 × ×800	400
SL-49 ***	«Муллард», Англия	4,3	30	600	300	1	2	170	—	2	2000	2700 × ×1500 × ×1500	300
X-Band 6 Мэв ***	«Виккерс», Англия	6	12	200	320	1	1	33	—	—	—	—	—
Linac-8 [3-5]	HVEC ₀ — ARC ₀ , США	8	360	6000	500	1,5	1—5	375	—	5	—	—	400
Linac-25 [3,5]	HVEC ₀ — ARC ₀ , США	25	550	6000	260	—	—	15	—	1	—	—	500
Mevaray-1500 ***	То же	7,5	90	1500	—	—	—	95	—	—	2000	1200 × ×1500 × ×1200	350
V-7706 [3, 5, 6]	«Вариант ассоциэйшн», США	9—10	35—50	500—700	280	1,6	1,9	20	—	1	—	—	—
V-7719 [3, 5, 6]	То же	25	2200/450	25000/6000	105	1,3 × 2	7,8 × 2	60/15	—	2/1	—	—	550
Linatron-40 [7]	» »	4	25	400	390	0,3	2	140	—	2	550	1500 × ×760 × ×760	—
Linatron-1510 [7]	» »	7,5	90	1500	250	1,2	2	100	—	—	—	—	—
Argus-300 ***	CSF, Франция	10	170	2400	—	2,4	4	100	6—10	2	5000	2900 × ×1500 × ×1800	—
ML-15R [8]	«Мицубиси», Япония	12	330	4400	250	1,8	4	96	8—13	—	—	—	400 при 2000 р/мин

* Интенсивность тормозного излучения в величинах вт/м² рассчитана на основании значений интенсивности в р/мин [9].
 ** Возможные значения интенсивности округлялись.
 *** Время экспозиции принято равным 10 мин. Расстояние мишень — пленка 2 м. Применялись рентгеновские пленки различной чувствительности.
 **** По проспектам фирм и информационным материалам, опубликованным в журнале «Mater. Evaluation».

...которая обеспечивается этими ускорителями, превышает 10 000 и 1800 р/мин соответственно. Приведенные в работе графики показывают, что при экспозиции 10 мин могут быть получены рентгенограммы стали толщиной 500 мм. Возможно просвечивание стальных образцов толщиной 600 мм и более.
 Отмечается, что при проектировании таких ЛУЭ решаются специфические вопросы, связанные с созда-

нием мишеней, надежно работающих при больших плотностях тока (диаметр пучка электронов на мишени 1,5—2 мм), с увеличением эффективного поля тормозного излучения, с повышением маневренности блока излучателя в пространстве, с оптимизацией режимов работы ускорителя.
 Предлагается при выборе режима работы ускорителя (величины тока и энергии электронов при задан-

ной величине мощности СВЧ-генератора и характеристик просвечиваемого изделия) за критерий оптимальности принимать минимум времени контроля, а не максимум интенсивности тормозного излучения. Ток, соответствующий минимальному времени контроля, в общем случае отличается от тока, соответствующего максимуму тормозного излучения.

В ускорителях Научно-исследовательского института электрофизической аппаратуры предусмотрена возможность выбора оптимальной энергии и тока ускоренных электронов в зависимости от толщины, химического состава и плотности материала контролируемого объекта.

В работе приведена конструкция рентгеновской головки ЛУЭ-10-1.

(№ 614/6524. Статья поступила в Редакцию 21/VII 1971 г., аннотация — 31/III 1972 г. Полный текст 0,9 а. л., 4 рис., 1 табл., 28 библиографических ссылок.)

Использование нелинейных резонансов бетатронных колебаний для медленного вывода частиц

Ю. С. ФЕДОТОВ

Нелинейные резонансы бетатронных колебаний нашли широкое применение в системах медленного вывода частиц из ускорителей. На некоторых ускорителях такие системы уже действуют в течение нескольких лет [1—5], для других разработаны и осуществляют проекты [6, 7].

В работе представлены результаты исследования динамики ряда нелинейных резонансов с точки зрения их использования для медленного вывода. Приводятся формулы, удобные для расчета основных параметров системы.

При наличии нелинейных членов до третьей степени включительно усредненные уравнения для резонанса k -го порядка могут быть записаны в гамильтоновой форме [8] для канонических переменных $|a|^2$ и ψ с гамильтонианом

$$\mathcal{H} = \sum_{k=1}^4 \frac{|A_m|}{k} |a|^k \cos(k\psi + \alpha_m) + \sum_{k=1}^2 |B_n| |a|^{k+2} \cos(k\psi + \beta_n) + 2\pi d |a|^2 + \frac{3}{4} K_{куб} |a|^4. \quad (1)$$

Гамильтониан (1) по сравнению с выражением, приведенным в работе [8], является более полным. Второе слагаемое в (1) описывает резонанс $k=2$ -го порядка наряду с резонансом k -го порядка, возбуждаемым нелинейностью степени $k-1$. Учет этого члена позволяет исследовать общим методом также резонанс первого порядка на квадратичной нелинейности при целом Q [1—3] и резонанс второго порядка на кубической нелинейности при Q полуцелом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Г. Комар. «Атомная энергия», 31, 426 (1971).
2. В. Н. Давыдов и др. Лнейные ускорители электронов для дефектоскопии. Доклад на Всесоюзном научно-техническом совещании по использованию ускорителей в народном хозяйстве и медицине (Ленинград, 1971).
3. J. Bly. Mater. Evaluation, 22, No. 11, 519 (1964).
4. The Engineer, 213, No. 5537, 467 (1962).
4. H. Heffan. Mater. Evaluation, 25, No. 4, 83 (1967).
6. J. Haimson. Nondestructive Testing, 21, No. 2, 102 (1963).
7. K. Whitham, B. Meyer. Mater. Evaluation, 27, No. 11, 232 (1969).
8. S. Minamoto et al. Mitsubishi Denki Giho, 43, No. 3, 465 (1969).
9. Радиационная дозиметрия. Под ред. Дж. Хайна, Г. Браунелла. М., Изд-во иностр. лит., 1958.

УДК 621.384.6.07

При анализе резонансов применяется метод Машке и Саймона [7], при котором исследуются фазовые траектории-сепаратрисы, проходящие через особые фиксированные точки гамильтоновой системы $\frac{d|a|^2}{dN} =$

$$= \frac{d\psi}{dN} = 0.$$

(№ 615/6547. Статья поступила в Редакцию 27/X 1971 г., аннотация — 9/II 1972 г., в окончательной редакции 29/IV 1972 г. Полный текст 0,65 а. л., 4 рис., 1 табл., 9 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Hereward. AR/Int, GS/61-5, 1961.
2. C. Bover. MRS/DL Int/65-6, 1965.
3. P. Strolin. ISR-TH/66-41, 1966.
4. Г. В. Бадалян и др. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва, 1968). Т. 1. М., ВИНТИ, 1970, стр. 564.
5. M. Barton et al. Труды Седьмой международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Ереван, 1970). Т. 1. Ереван, Изд-во АН АрмССР, 1970, стр. 542.
6. К. П. Мызников, В. М. Татаренко, Ю. С. Федотов. Предпринт ИФВЭ 70-51, Серпухов, 1970.
7. А. Машке, К. Саймон. См. [4], стр. 516.
8. A. Schuch. CERN Report, 57-21, 1958.