

и построим билинейные формы над  $V$ :

$$a(A, \tilde{A}) = \int_D \left( \operatorname{div}_\perp H_\perp \operatorname{div}_\perp \tilde{H}_\perp^* + \operatorname{grad} E_z \operatorname{grad} \tilde{E}_z^* + (\lambda_0 - k^2 \varepsilon) H_\perp \tilde{H}_\perp^* + \lambda_0 \varepsilon E_z \tilde{E}_z^* \right) dS, \quad (19)$$

$$b(A, \tilde{A}) = \int_D \left( -ik\varepsilon \tilde{H}_x^* \frac{\partial E_z}{\partial y} + ik\varepsilon \tilde{H}_y^* \frac{\partial E_z}{\partial x} + ik\varepsilon \tilde{H}_x \frac{\partial \tilde{E}_z^*}{\partial y} - ik\varepsilon \tilde{H}_y \frac{\partial \tilde{E}_z^*}{\partial x} \right) dS, \quad (20)$$

$$c(A, \tilde{A}) = \int_D \left( H_\perp \tilde{H}_\perp^* \right) dS. \quad (21)$$

Рассмотрим спектральную задачу

$$a(A, \tilde{A}) + b(A, \tilde{A}) = (\lambda_0 - \beta^2) c(A, \tilde{A}), \quad \forall \tilde{A} \in V \quad (22)$$

для собственных функций и аналогичное уравнение для присоединенных функций. В качестве спектрального параметра будем рассматривать  $\lambda = \lambda_0 - \beta^2$ , где  $\lambda_0 > k^2 \max_{(x,y) \in D} \varepsilon$ .

Основными результатами являются следующие утверждения. Задача (22) эквивалентна задаче

$$(I + T)A = \lambda H A, \quad (23)$$

где операторы  $T, H$  определяются по теореме Рисса, в качестве скалярного произведения в пространстве  $V$  рассматривается  $a(A, \tilde{A})$ . Операторы  $T$  и  $H$  отображают  $V$  на  $V$ , компактны, оператор  $H$  — самосопряженный. Кроме того, оператор  $H$  — полный оператор конечного порядка, т. е. существует  $p$  такое, что  $\sum_{n=1}^{\infty} \mu_n^p < \infty$ , где  $\mu_n$  — собственные значения  $H$ .

Приведенные выше утверждения дают возможность применить к операторному пучку (23) теорему Келдыша [4] о полноте корневых векторов операторного пучка, и в результате имеет место

**Т е о р е м а 2.** Система корневых векторов задачи (22) полна в пространстве  $V$ .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 97-01-01081).

#### Литература

1. Краснушкин П.Е., Моисеев Е.И. // ДАН. 1982. 264, № 5. С. 1123.
2. Смирнов Ю.Г. // ДАН. 1987. 297, № 4. С. 829.
3. Смирнов Ю.Г. // Дифф. уравнения. 1991. 27, № 1. С. 140.
4. Гохберг И.Ц., Крейн М.Г. Введение в теорию линейных несамосопряженных операторов. М., 1965.

Поступила в редакцию  
09.01.98

## АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.12.04

### ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СЛАБО УПОРЯДОЧНОЙ СРЕДЕ

В. С. Блажевич, В. К. Гришин, Б. С. Ишханов, Н. Н. Насонов,  
В. П. Петухов, А. С. Чепурнов, В. И. Шведун

(НИИЯФ)

Обсуждаются результаты экспериментальных исследований поляризационного, или атомного, тормозного излучения электронов с энергией 2,4 МэВ в слабо упорядочной среде — сульфатном алюминии с аморфоподобной структурой. Измерения проведены на линейном ускорителе НИИЯФ МГУ. Отмечается удовлетворительное согласие полученных данных и результатов теоретических оценок.

#### Введение

Поляризационное, или атомное, тормозное излучение (ПТИ) возникает в процессе столкновения быстрой заряженной частицы с атомом вследствие рассеяния кулоновского поля налетающей частицы на атомных электронах [1]. В наиболее интересной для различных приложений области энергий рентгеновских фотонов 1–10 кэВ это излучение приобретает коллективный характер, поскольку процесс рассеяния когерентно «охватывает» все атомные электроны. Благодаря последнему обстоятельству интегральные по углам интенсивности ПТИ и традиционного

тормозного излучения (ТИ) становятся сравнимыми в указанной области энергии фотонов.

Однако особенностью ПТИ, радикально отличающейся от ТИ, возникающего в этом же столкновении, является большая величина эффективного параметра столкновения, сравнимая с размером атома (для ТИ характерны малые прицельные параметры, которые имеют величину порядка радиуса экранирования в атомной модели Томаса–Ферми). Поэтому существенное влияние на свойства ПТИ в конденсированной среде, в которой расстояния между атомами имеют величину порядка атомных размеров, долж-

ны оказывать корреляции между положениями различных атомов в среде.

Отмеченный эффект позволяет в принципе рассчитывать на создание метода диагностики структуры вещества с использованием ПТИ. Следовательно, изучение зависимости характеристик этого излучения от расположения атомов в веществе представляет существенный интерес для приложений в области физики конденсированного состояния. Здесь необходимо иметь в виду существенное различие в угловых распределениях ПТИ и ТИ. Интенсивность ПТИ относительно слабо зависит от угла излучения, в то время как ТИ направлено в основном вдоль электронного пучка. Поэтому, учитывая отмеченное выше примерное равенство интегральных по углам интенсивностей ПТИ и ТИ, следует ожидать заметного преобладания ПТИ в общем потоке излучения при больших углах наблюдения.

Необходимо подчеркнуть, что теория ПТИ к настоящему времени развивалась в основном применительно к описанию процесса ПТИ в столкновении быстрой частицы с отдельным атомом [1–3]. С другой стороны, хорошо известен эффект коллективного отклика всех атомов среды на электромагнитное возмущение со стороны быстрой частицы, убедительным примером которого является параметрическое рентгеновское излучение быстрой частицы в кристалле [4–6]. Последнее представляет собой когерентную составляющую ПТИ, возникающую вследствие упорядоченного расположения атомов в кристалле [7]. Теоретический анализ [8] показал, что ПТИ в частично упорядоченной среде — поликристалле — отличается как от ПТИ в аморфной среде (в аморфной среде также существуют межатомные корреляции в процессе ПТИ, возникающие вследствие конечных атомных размеров [8]), так и от ПТИ в кристалле.

Экспериментальные исследования ПТИ проводились в основном в области резонансных атомных частот (см. [1]), где корреляции между атомами несущественны (при этом использовались в основном нерелятивистские заряженные частицы). Эксперименты в области ПТИ релятивистских частиц проводились в НИИЯФ МГУ при энергии электронов 6,7 МэВ [9] и в НИИЯФ ТПУ [10] при энергии электронов 800 МэВ (интерпретация проводилась на основе теории ПТИ на изолированном атоме). Экспериментальные результаты [9] (где в качестве мишени использовалась алмазоподобная пленка углерода) резко противоречат теории ПТИ на отдельном атоме. Полученный в [9] результат вместе с предсказаниями теории об особенностях ПТИ в поликристалле обуславливает актуальность экспериментального исследования ПТИ в частично упорядоченной среде.

Цель настоящей работы заключается в экспериментальном исследовании свойств ПТИ релятивистских электронов в сусальном алюминии, структура которого, по предварительным данным, является слабо упорядоченной и близкой к аморфной.

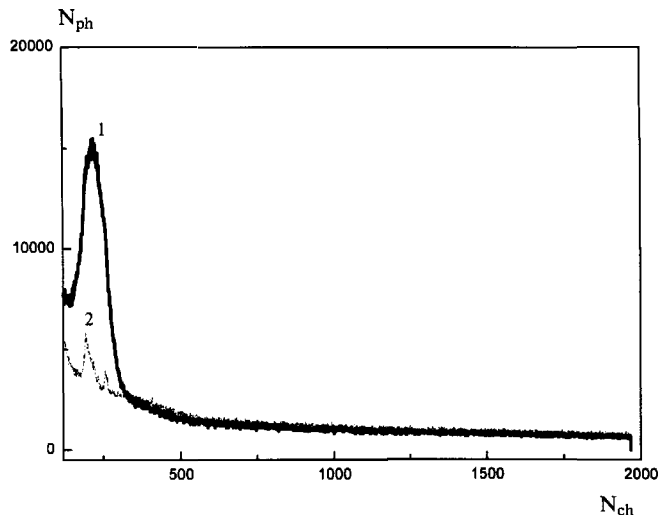


Рис. 1

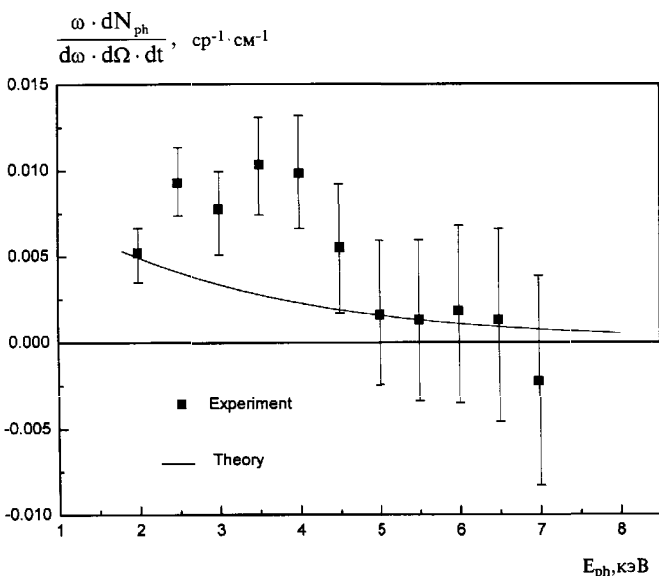


Рис. 2

### Эксперимент

Схема эксперимента является традиционной. Ускоренный пучок электронов с энергией 2,4 МэВ направляется на установленную в вакуумной камере алюминиевую мишень толщиной 2 мкм. Рентгеновское излучение из мишени измеряется с помощью охлаждаемого кремний-литиевого детектора, помещенного на вакуумном фотонном канале. Фотонный канал располагается под углом 90°, а мишень — под углом 45° относительно направления движения электронов (подобная конфигурация оказывается оптимальной для достижения минимального вклада обычного тормозного излучения из мишени).

Характерное спектральное распределение  $N_{ph}$  наблюдаемых фотонов по каналам  $N_{ch}$ , полученное в проведенном эксперименте, представлено на рис. 1 (кривая 1). На том же рисунке представлен фоновый спектр (кривая 2), снятый при закрытом свинцовым флажком фотонном канале. После вычитания фона спектр в области энергии фотонов 2–7 кэВ приобретает вид, показанный на рис. 2.

Представленные на рис. 1, 2 данные наглядно демонстрируют трудности получения и обработки информации в реальном ПТИ-эксперименте. Очевидно, что преобладающее число отсчетов в спектре Al приходится на пик характеристического излучения, соответствующего энергии 1,55 кэВ. Действительно, согласно теоретическим оценкам, ожидаемая интенсивность ПТИ составляет менее 0,1% интенсивности характеристического излучения. Поэтому область характеристического излучения на рис. 2 не представлена. Кроме того, уровень фона оказался достаточно высоким. В этой связи корректное вычитание фона стало возможным лишь на основе сопоставления полного числа электронов, проходящих через мишень, для каждого из измерений.

### Обсуждение результатов

Сравнение экспериментальных данных с теоретической кривой, представленной на рис. 2 и описывающей спектр интенсивности ПТИ на изолированном атоме [8], показывает, что они лишь качественно согласуются друг с другом (подчеркнем, что на рис. 2 представлены интенсивности излучений; для обычного ТИ эта величина описывается горизонтальной линией (!), но напомним, что вклад последнего в наблюдаемый поток излучения при выбранной в эксперименте геометрии оказывается несущественным). Учитывая трудные условия эксперимента с высоким уровнем фона, можно рассматривать полученные результаты как предварительные.

Тем не менее уже сейчас можно достаточно надежно отметить существенное различие между полу-

ченными в настоящей работе данными эксперимента с мишенями из сусального алюминия и результатами для алмазоподобного углерода [9]. Данные [9] указывают на сильное подавление ПТИ, в то время как в настоящей работе эффект подавления отсутствует. Это подтверждает исходное предположение, что пленка из сусального алюминия имеет структуру, близкую к аморфной. Вместе с тем различие в форме экспериментального спектра и теоретической кривой, по-видимому, указывает на присутствие в веществе мишени определенной доли поликристаллической фракции [8].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-17109).

### Литература

1. *Amus'ia M., Buimistrov V., Zon B. et al.* Polarization Bremsstrahlung of Particles and Atoms. N.Y., 1992.
2. *Korol A.V., Solov'ev A.V.* // J. Phys. B. 1997. **30**. P. 1105.
3. *Ter-Mikaelian M.* High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media. N.Y., 1972.
4. *Гарибян Г., Ши И.* // ЖЭТФ. 1971. **61**. С. 930.
5. *Барышевский В., Феранчук И.* // ЖЭТФ. 1971. **61**. С. 944.
6. *Ланко В., Насонов Н.* // ЖТФ. 1990. **60**. С. 160.
7. *Насонов Н., Сафронов А.* // ЖТФ. 1992. **62**. С. 1.
8. *Nasonov N.* // Abstract Int. Symp. RREPS-97. Tomsk, 1997.
9. *Blazhevich S., Chepurinov A., Grishin V. et al.* // Phys. Lett. 1996. **A 211**. P. 309.
10. *Amosov K., Kalinin B., Naumenko G. et al.* // Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1996. **63**. P. 145.

Поступила в редакцию  
24.06.98

## РАДИОФИЗИКА

УДК 537.523.74

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРИЭЛЕКТРОДНОЙ ПЛАЗМЕ ЕМКОСТНОГО ВЧ-РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

А. Ф. Александров, В. П. Савинов, И. Ф. Сингаевский

(кафедра физической электроники)

С помощью энергоанализатора заряженных частиц проведено изучение электронного энергетического спектра плазмы емкостного ВЧ-разряда низкого давления в Хе и Не. Проанализированы механизмы формирования электронного энергетического спектра плазмы, включающие приэлектродные электронные пучки. Показано, что аномальный нагрев электронов ксеноновой плазмы обусловлен пучково-плазменной неустойчивостью. Обнаружено резкое уменьшение нагрева электронов плазмы с увеличением ВЧ-напряжения, что связано с проявлением эффекта Рамзауэра.

Цель настоящей работы — экспериментальное изучение электронного энергетического спектра (ЭЭС) приэлектродной плазмы емкостного ВЧ-разряда (ЕВЧР) низкого давления в инертных газах

(Хе, Не) и механизмов формирования ЭЭС, связанных с приэлектродными электронными пучками.

Исследовался ЕВЧР с использованием плоских электродов диаметром  $D = 3$  см и межэлектродным